

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт динамики геосфер имени академика М.А. Садовского  
Российской академии наук

*На правах рукописи*

Галактионов Илья Владимирович

**УВЕЛИЧЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ФОКУСИРОВКИ  
РАССЕЯННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
МЕТОДАМИ АДАПТИВНОЙ ОПТИКИ**

Специальность 01.04.03 — «Радиофизика»

Диссертация

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук,  
Ю.В. Шелдакова

Научный консультант:

доктор физико-математических наук,  
профессор А.В. Кудряшов

Москва, 2021

## Оглавление

Введение.....	4
Глава 1.      Рассеяние      оптического      излучения.      Моделирование распространения и методы управления рассеянным излучением .....	16
1.1.    Исследование процесса рассеяния излучения .....	16
1.2.    Типы, виды и режимы рассеяния .....	23
1.3.    Параметры рассеивающей среды и рассеянного излучения .....	26
1.4.    Особенности процесса рассеяния излучения.....	32
1.5.    Методы управления излучением, распространяющимся сквозь рассеивающую среду .....	34
1.5.1. Методы оптимизации волнового фронта рассеянного излучения 35	
1.5.2. Методы адаптивной оптики для рассеивающих сред.....	41
1.6.    Переход от реальной атмосферной трассы к модельному лабораторному эксперименту .....	48
1.7.    Моделирование распространения излучения сквозь рассеивающую среду методом Монте-Карло .....	49
1.7.1. Модель рассеяния. Метод Монте-Карло.....	50
1.7.2. Программное обеспечение для моделирования переноса излучения сквозь рассеивающую среду .....	55
1.7.3. Верификация модели.....	57
Выводы к главе 1.....	59
Глава 2.      Измерение усреднённого волнового фронта излучения, распространяющегося сквозь рассеивающую среду .....	61
2.1.    Принцип Шака-Гартмана .....	61
2.2.    Модель измерения усреднённого волнового фронта .....	65
2.3.    Экспериментальные измерения усреднённого волнового фронта .	72
2.3.1. Расчёт концентрации рассеивающей среды .....	74
2.3.2. Экспериментальное измерение концентрации рассеивателей ....	76
2.3.3. Результаты экспериментальных измерений усреднённого волнового фронта.....	80
2.3.4. Предотвращение коагуляции полистироловых микросфер.....	84

2.4. Сравнение результатов модели и эксперимента.....	85
Выводы к главе 2.....	88
Глава 3. Фокусировка рассеянного лазерного излучения .....	89
3.1. Типы корректоров волнового фронта для фокусировки излучения и предъявляемые к ним требования .....	89
3.1.1. Корректоры с локальной функцией отклика .....	91
3.1.2. Корректоры с модальной функцией отклика.....	97
3.2. Биморфное деформируемое зеркало.....	102
3.3. Функции отклика биморфного зеркала .....	105
3.4. Воспроизведение аберраций с помощью биморфного зеркала ....	108
3.5. Численная коррекция усреднённого волнового фронта излучения, распространяющегося сквозь рассеивающую среду.....	109
3.6. Экспериментальная фокусировка лазерного пучка с помощью биморфного зеркала.....	114
3.6.1. Алгоритмы фокусировки излучения .....	115
3.6.2. Подготовка и настройка адаптивной оптической системы.....	119
3.6.3. Результаты улучшения фокусировки с помощью алгоритмов фазового сопряжения и апертурного зондирования .....	122
Выводы к главе 3.....	129
Заключение .....	130
Список литературы .....	133
Список публикаций автора по теме диссертации.....	154

## Введение

### Актуальность исследований

Рассеяние оптического излучения на неоднородностях среды негативно влияет как на качество изображения объекта, наблюдаемого сквозь слой рассеивающей среды, снижая его резкость, контрастность и пространственное разрешение, так и на дальность распространения и качество фокусировки лазерного пучка. Рассеяние приводит к уширению лазерного пучка, при этом его энергия перераспределяется и из центральной части переходит в ореол. Решение задачи компенсации влияния эффекта рассеяния является актуальным для самых разных приложений: в медицине — для исследования глазного дна и бесконтактной диагностики опухолей; в океанологии — для исследования состава морской воды и увеличения дальности видимости под водой; в авиации, в военной отрасли — в целях распознавания образов и увеличения дальности видимости объектов в неблагоприятных погодных условиях; в энергетической и информационной отрасли — для беспроводной передачи энергии на околоземные орбиты и передачи информации на горизонтальных атмосферных трассах.

Можно выделить два больших класса атмосферных задач, для которых важно компенсировать негативное влияние эффекта аэрозольного рассеяния. Во-первых, это задачи фокусировки лазерного излучения в системах беспроводной передачи информации или энергии на дальние расстояния. В результате рассеяния, например, в тумане протяжённостью несколько сотен метров может теряться существенная часть энергии излучения (95 % и более). Во-вторых, это задачи наблюдения за удалёнными объектами — рассеяние излучения существенно снижает дальность видимости. Например, в условиях тумана или пыльной бури дальность видимости колеблется от десятков метров до нескольких километров, в облаках и в условиях смога — от нескольких метров до нескольких сотен метров.

Среди методов, предназначенных для компенсации негативного влияния рассеяния излучения, выделяют следующие три группы. В первую группу входят *методы пространственной и временной фильтрации*, использующие для фокусировки или формирования изображения объекта только ту составляющую излучения, которая распространяется сквозь рассеивающую среду без взаимодействия с частицами (без рассеяния), и блокирующие рассеянное излучение. Недостаток таких методов заключается в том, что интенсивность нерассеянной компоненты излучения убывает экспоненциально с ростом концентрации рассеивателей или протяжённости слоя среды согласно закону Бугера-Ламберта-Бэра. Это существенно ограничивает область применения методов пространственной и временной фильтрации.

Во вторую группу входят *методы формирования волнового фронта* с помощью фазовых корректоров с высоким пространственным разрешением управляющих элементов, таких как фазовые пространственные модуляторы света (от *англ.* SLM — Spatial Light Modulator) или микроэлектромеханические зеркала (от *англ.* MEMS — Micro Electro Mechanical System). Эти методы используются для очень сильно рассеивающих сред (например, для биологических тканей), где глубина проникновения излучения в образец не превышает 1 мм, а концентрация рассеивателей может достигать десятков миллионов частиц на кубический миллиметр. Поэтому такие методы предназначены для работы с многократно рассеянным, диффузным излучением, требуют использования корректоров с высоким разрешением управляющих элементов и применения медленных алгоритмов оптимизации для достижения желаемого результата.

К третьей группе относятся *методы адаптивной оптики*, позволяющие управлять фазой когерентного и частично-когерентного излучения с использованием адаптивных фазовых корректоров различных типов (биморфных зеркал, зеркал на пьезоактюаторах, сегментированных зеркал). Адаптивная оптика широко применяется в астрономии для компенсации атмосферной турбулентности и увеличения разрешения изображений наблюдаемых небесных

тел. Однако, помимо турбулентных флуктуаций показателя преломления, в атмосфере на пути распространения излучения может присутствовать рассеивающий аэрозоль. При этом в излучении, распространяющемся сквозь аэрозольный слой, ввиду невысокой концентрации рассеивателей преобладает нерассеянная компонента, обеспечивающая возможность формировать фокальное пятно, отчётливо различимое при общей фоновой засветке. Но часть энергии в результате рассеяния на оптических неоднородностях среды перераспределяется из центральной области фокального пятна в ореол. В результате уменьшается как пиковая интенсивность, так и плотность мощности в пятне. Для решения этой проблемы предлагается использовать методы адаптивной оптики. В частности, необходимо проведение модельных и экспериментальных оценок искажений, вносимых рассеивающей средой в усреднённый волновой фронт излучения и приводящих к уширению пучка и, как следствие, к уменьшению эффективности фокусировки. На основании выполненных оценок необходимо провести расчёты параметров адаптивной системы и разработать алгоритмы для улучшения качества фокусировки (уменьшения диаметра пятна и увеличения пиковой интенсивности) лазерного пучка, распространяющегося сквозь рассеивающую среду.

### **Цель диссертационной работы**

Цель диссертационной работы заключается в численном и экспериментальном исследовании возможности применения адаптивной оптики для увеличения эффективности фокусировки лазерного излучения видимого диапазона при распространении сквозь слой случайно-неоднородной среды с оптической толщиной в диапазоне от 1 до 10 и фактором анизотропии 0.9, которая характеризует атмосферный туман средней плотности протяжённостью от 300 метров до нескольких километров.

**Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:**

1. Моделирование распространения коллимированного ограниченного лазерного пучка сквозь рассеивающую среду методом Монте-Карло.
2. Разработка математической модели датчика Шака-Гартмана для численной оценки искажений рассеянного излучения.
3. Создание экспериментальной установки для измерения искажений рассеянного излучения и верификации разработанной модели.
4. Разработка алгоритма численной оценки эффективности коррекции искажений рассеянного лазерного пучка и улучшения его фокусировки.
5. Создание лабораторной экспериментальной установки для фокусировки лазерного излучения, распространяющегося сквозь рассеивающую среду, представленную в виде стеклянной кюветы, заполненной суспензией полистироловых микросфер в дистиллированной воде.

### **Описание содержания глав и заключения**

**Первая глава** диссертации посвящена описанию основных параметров оптически рассеивающих сред, таких как индикатриса рассеяния, фактор анизотропии, показатель ослабления излучения, длина свободного пробега фотона. Приводится обзор литературы, посвящённой задачам наблюдения за объектами и фокусировки лазерного излучения сквозь рассеивающие среды.

Рассматриваются две большие группы методов управления рассеянным излучением: методы оптимизации волнового фронта, такие как пошаговый последовательный алгоритм, непрерывный последовательный алгоритм, декомпозиционный алгоритм и алгоритм, использующий передаточные матрицы, генетический алгоритм и алгоритм бинарных передаточных матриц, и методы адаптивной оптики, такие как алгоритм фазового сопряжения и алгоритм апертурного зондирования. На основании литературного обзора делается вывод о необходимости применения средств адаптивной оптики для задачи улучшения фокусировки лазерного излучения, распространяющегося сквозь рассеивающий

атмосферный аэрозоль. Приводится обоснование возможности перехода от реальной атмосферной трассы к модельному лабораторному эксперименту с существенным уменьшением линейных масштабов.

Также в главе представлено описание разработанной компьютерной модели распространения лазерного излучения сквозь рассеивающую среду, использующей стохастический метод Монте-Карло. Приведены зависимости количества баллистических, приосевых и диффузных фотонов, прошедших слой рассеивающей среды, от концентрации рассеивателей, на основании чего даны оценки возможности улучшения фокусировки рассеянного пучка. Приведены графики распределения долей фотонов по количеству актов рассеяния в зависимости от концентрации частиц в рассеивающей среде. Представлены результаты успешной верификации разработанной модели с помощью известной модели MCML, написанной Лионгом Вангом и Стивеном Джакесом. Корреляция данных превышала 99 %.

Во **второй** главе диссертации описывается принцип измерения aberrаций волнового фронта излучения, используемый в датчике Шака-Гартмана. Дается определение круговых полиномов Цернике, применяемых при аппроксимации волнового фронта.

Описывается разработанная модель оценки искажений усреднённого волнового фронта лазерного излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды с концентрацией частиц от  $10^5$  мм<sup>-3</sup> до  $10^6$  мм<sup>-3</sup>, с использованием принципа Шака-Гартмана, которая показала возрастание центрально-симметричных aberrаций с ростом концентрации рассеивателей. Приводится описание созданной лабораторной экспериментальной установки с датчиком Шака-Гартмана, предназначенной для измерения искажений усреднённого волнового фронта лазерного излучения, распространяющегося сквозь кювету с рассеивающей суспензией частиц. Показано, что эксперимент подтверждает результаты численного моделирования.



Приводится описание разработанной методики, экспериментальной установки и функционала созданного программного обеспечения для измерения концентрации рассеивающей суспензии полистироловых микросфер, использующей закон ослабления излучения Бугера-Ламберта-Бэра.

В третьей главе диссертации приводится обзор типов существующих корректоров волнового фронта и предъявляемых к ним требований, а также обосновывается выбор корректора на основе биморфного пьезоэлемента для решения поставленной задачи фокусировки излучения сквозь рассеивающий аэрозоль.

Представлено подробное описание используемого в работе биморфного адаптивного зеркала, приведены его основные характеристики и оценки эффективности коррекции задаваемых аберраций волнового фронта.

Приводится разработанный алгоритм численной коррекции искажений усреднённого волнового фронта, основанный на разложении экспериментально измеренной фазовой поверхности излучения, прошедшего сквозь рассеивающую среду, по измеренным функциям отклика электродов биморфного адаптивного зеркала.

В завершении приводится схема созданной лабораторной адаптивной оптической системы с биморфным зеркалом, датчиком Шака-Гартмана и анализатором интенсивности, предназначенной для улучшения качества фокусировки лазерного излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды. Представлены результаты работы системы, показывающие, что применение метода фазового сопряжения позволяет увеличить пиковую интенсивность фокального пятна излучения не менее чем на 13 %, а применение метода апертурного зондирования — не менее чем на 60 % для рассматриваемого диапазона концентраций рассеивателей.

### Научная новизна

1. Впервые разработана численная модель для оценки искажений усреднённого волнового фронта лазерного излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды, с использованием принципа Шака-Гартмана.
2. Впервые численно и экспериментально показано, что в усреднённом волновом фронте лазерного излучения видимого диапазона при распространении сквозь рассеивающую среду с оптической толщиной в диапазоне от 1 до 10 и фактором анизотропии 0.9, которая соответствует туману средней плотности протяжённостью от 300 метров до нескольких километров, присутствует не только дефокусировка, но и сферические aberrации второго и четвёртого порядка, причём с ростом концентрации рассеивателей в среде в указанном выше диапазоне величина этих aberrаций возрастает.
3. Впервые экспериментально показано, что применение метода фазового сопряжения в адаптивной оптической системе с датчиком Шака-Гартмана и биморфным зеркалом с 48 управляющими электродами, расположенными в 6 кольцах, позволяет увеличить пиковую интенсивность фокального пятна излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды с оптической толщиной в диапазоне от 1 до 10 и фактором анизотропии 0.9, не менее чем на 13 %.
4. Впервые экспериментально показано, что применение метода апертурного зондирования в адаптивной оптической системе с ПЗС-камерой в качестве анализатора распределения интенсивности в дальней зоне и биморфным зеркалом с 48 управляющими электродами, расположенными в 6 кольцах, позволяет увеличить пиковую интенсивность фокального пятна излучения, прошедшего сквозь слой рассеивающей среды с оптической толщиной в диапазоне от 1 до 10 и фактором анизотропии 0.9, не менее чем на 60 %.

### Практическая ценность

1. Разработанная модель датчика Шака-Гартмана, интегрированная в симулятор распространения лазерного излучения сквозь рассеивающую среду с использованием метода Монте-Карло, позволяет оценивать величину искажений излучения, прошедшего случайно-неоднородную среду, в терминах полиномов Цернике.
2. Продемонстрированное в модели и подтверждённое лабораторным экспериментом наличие в усреднённом волновом фронте лазерного излучения видимого диапазона, распространяющегося сквозь рассеивающую среду с оптической толщиной в диапазоне от 1 до 10 и фактором анизотропии 0.9, не только дефокусировки, но и сферических аберраций четвёртого и шестого порядков, обуславливает необходимость использования средств и методов адаптивной оптики для улучшения фокусировки такого излучения.
3. Разработанный алгоритм и соответствующее программное обеспечение позволяют численно оценивать эффективность коррекции искажений усреднённого волнового фронта рассеянного излучения, используя лишь функции отклика адаптивного зеркала.
4. Использование метода фазового сопряжения и метода апертурного зондирования для управления лазерным излучением, прошедшим сквозь слой рассеивающей среды, с помощью биморфного деформируемого зеркала в составе адаптивной оптической системы позволяет увеличить пиковую интенсивность фокального пятна в дальней зоне.
5. Коррекция искажений рассеянного излучения с помощью адаптивной оптической системы необходима для увеличения дальности

распространения лазерного пучка через рассеивающий аэрозоль, что актуально для повышения эффективности систем беспроводной передачи информации, для задач беспроводной передачи энергии в атмосфере (например, для энергоснабжения труднодоступных объектов), для задач увеличения глубины проникновения зондирующего излучения в биологические ткани и многих других задач.

### **Методы исследования**

Для моделирования распространения лазерного излучения сквозь слой рассеивающей среды применялся стохастический метод Монте-Карло. Численные оценки и экспериментальные измерения волнового фронта лазерного излучения выполнялись с использованием метода Шака-Гартмана. Решение систем линейных алгебраических уравнений для вычисления коэффициентов разложения волнового фронта по полиномам Цернике и для расчёта вектора управляющих напряжений на биморфном зеркале осуществлялось с применением метода наименьших квадратов. Для подтверждения разработанных численных моделей использовались методы и средства лабораторного эксперимента.

### **Научные положения, выносимые на защиту**

1. Численно и экспериментально показано, что в усреднённом волновом фронте лазерного излучения с длиной волны 0.65 мкм, распространяющегося сквозь рассеивающий слой толщиной 5 мм с показателем рассеяния в диапазоне от 0.2 до 2 мм<sup>-1</sup> (что соответствует оптической толщине от 1 до 10) и фактором анизотропии 0.9, сформированный взвешенными в дистиллированной воде полистироловыми микросферами диаметром 1 мкм и концентрацией в диапазоне от 10<sup>5</sup> до 10<sup>6</sup> мм<sup>-3</sup>, присутствует не только дефокусировка, но и сферические aberrации четвёртого и шестого порядков, причём с ростом концентрации рассеивателей величина этих aberrаций возрастает. Согласно принципу

подобия, такая среда моделирует слой тумана средней плотности протяжённостью от 300–500 метров до нескольких километров.

2. Применение метода фазового сопряжения в адаптивной оптической системе с датчиком Шака-Гартмана и биморфным деформируемым зеркалом с 48 управляющими электродами, расположенными в 6 кольцах, позволяет увеличить не менее чем на 13 % пиковую интенсивность фокального пятна, формируемого излучением, распространяющимся сквозь слой рассеивающей среды с оптической толщиной в диапазоне от 1 до 10 и фактором анизотропии 0.9.
3. Применение метода апертурного зондирования в адаптивной оптической системе с анализатором распределения интенсивности на основе ПЗС-камеры и биморфным зеркалом с 48 управляющими электродами, расположенными в 6 кольцах, позволяет увеличить не менее чем на 60 % пиковую интенсивность фокального пятна, формируемого излучением, распространяющимся сквозь слой рассеивающей среды с оптической толщиной в диапазоне от 1 до 10 и фактором анизотропии 0.9.

### **Личный вклад автора**

Все результаты, представленные в диссертационной работе, получены автором лично или в соавторстве при непосредственном его участии. Разработка пакета программ для численного моделирования, получение экспериментальных результатов, их обработка и анализ выполнены лично автором. Автор являлся основным участником проекта РФФИ «Восстановление изображений объектов, рассматриваемых сквозь мутную среду, методами адаптивной оптики» (грант РФФИ № 16-07-01276-а, 2016–2018).

### **Апробация результатов работы**

Материалы диссертации докладывались на следующих международных и российских конференциях: международная конференция OSA Imaging and Applied Optics Congress (Vancouver, Canada, 2020), международная конференция Optical

Wireless and Fiber Power Transmission (Yokohama, Japan, 2019), международная конференция SPIE Optical Manipulation Conference (Yokohama, Japan, 2018); 16-я, 17-я и 18-я международная конференция Laser Optics (Санкт-Петербург, 2014, 2016 и 2018); ежегодная международная конференция SPIE. Photonics West (San Francisco, USA, 2015–2021); ежегодная международная конференция SPIE. Optics+Photonics (San Diego, USA, 2015–2019); 9-й, 11-й и 12-й международный воркшоп по адаптивной оптике для промышленности и медицины (Stellenbosch, SAR, 2013; Padova, Spain, 2017; Delft, Netherlands, 2019); семинар в High Energy Laser Joint Technology Office (Albuquerque, USA, 2014); семинар в Институте Френеля, (Марсель, Франция, 2013); международная конференция, посвященная столетию со дня рождения академика Александра Михайловича Обухова «Турбулентность, динамика атмосферы и климата» (Москва, 2018); международный симпозиум «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы» (Иркутск, Россия, 2017, Москва, Россия, 2020); XXIII рабочая группа «Аэрозоли Сибири» (Томск, Россия, 2016); международный симпозиум Topical Problems of Nonlinear Wave Physics (Москва–Санкт-Петербург, Россия, 2017); международная научно-практическая конференция «Наука – Общество – Технологии» (Москва, Россия, 2017, 2018, 2020); международная конференция CAOL-2016 (Одесса, Украина, 2016).

### **Публикации**

По материалам диссертации опубликовано 34 работы, в том числе 27 работ, индексируемых в базе данных Scopus, 20 работ — в базе данных РИНЦ и 20 работ — в базе данных Web of Science. Список всех опубликованных по теме диссертации работ приведен после списка цитируемой литературы.

### **Благодарности**

Автор выражает особую признательность научному руководителю настоящей диссертации Ю.В. Шелдаковой и научному консультанту А.В. Кудряшову за предложенную новую и интересную тему, а также плодотворное

многолетнее сотрудничество. Мне хотелось бы поблагодарить А.Л. Рукосуева, А.Н. Никитина, В.В. Самаркина, П.Н. Романова, Н.В. Чуканова, В.В. Топоровского, В.С. Дубиковского, О.Н. Самаркину и А.Г. Александрова за оказанную помощь при выполнении экспериментальных исследований и компьютерных вычислений. Весь коллектив лаборатории атмосферной адаптивной оптики Института динамики геосфер РАН помогал и оказывал мне всестороннюю поддержку при выполнении настоящей диссертационной работы.

# **Глава 1. Рассеяние оптического излучения.**

## **Моделирование распространения и методы управления рассеянным излучением**

### **1.1. Исследование процесса рассеяния излучения**

Видение объектов и фокусировка излучения сквозь рассеивающую среду имеет большое значение для разного рода приложений: беспроводная передача энергии на дальние расстояния, уничтожение космического мусора на околоземной орбите, квантовая связь, обеспечение коммуникации с беспилотными летательными аппаратами, наблюдение за объектами сквозь туман, обнаружение летательных аппаратов сквозь облака, обнаружение объектов под водой. Авиация, вооружённые силы, астрофизика, исследование акваторий, медицина — это те области деятельности, которые несомненно выигрывают от прогресса в задачах фокусировки и видения сквозь рассеивающие среды.

Невысокая эффективность систем передачи лазерного излучения сквозь атмосферу Земли [1] обусловлена явлением дифракции, наличием оптических неоднородностей и атмосферного аэрозоля в канале распространения света. Исследования, проводимые научными коллективами из разных стран, показали, что присутствие турбулентной и рассеивающей среды (аэрозоли, атмосферная дымка, туманы, облака) приводит к появлению фазовых и амплитудных флуктуаций лазерного излучения. В результате плотность мощности пучка при фокусировке на удалённом объекте существенно уменьшается с расстоянием — так, дальность распространения светового пучка в тумане колеблется от нескольких метров до 2 км; в облаках — от 50 до 500 метров; в условиях смога — от 100 до 300 метров. Задачи увеличения дальности распространения лазерного излучения сквозь атмосферу решаются научными коллективами из Германии, Италии, США и Нидерландов [2–5]. Исследователи рассматривают возможность передачи энергии с помощью лазерного излучения и подчёркивают



необходимость внедрения элементов адаптивной оптики для повышения качества систем связи.

На сегодняшний день существует множество проектов по передаче лазерного излучения в Космос для уничтожения космического мусора: ESA, JAXA, NASA [6], исследования японских учёных [7], однако все эти работы пока носят теоретический характер, экспериментальные результаты в данной области ещё не достигнуты.

В последнее время активное развитие получили системы квантовой (оптической) связи. Так, компания Toshiba в конце августа 2015 года запустила программу тестирования системы оптической связи между своим аналитическим центром и крупным медицинским центром обработки данных. Вторая подобная система размещена на Канарских островах Ла Пальма и Тенерифе (расстояние между источником и приёмником — порядка 144 км) и проходит испытания [8]. Однако, как выясняется, эффективность подобных систем весьма низкая — порядка 0.1%, то есть из 1000 «связанных» (от англ. *entangled*) фотонов, выпущенных источником, на приёмнике регистрируется лишь 1 фотон. Это связано как с дифракционной расходимостью лазерного пучка, так и с появлением искажений волнового фронта, обусловленных протяжённостью атмосферной трассы и влиянием эффекта аэрозольного рассеяния.

Наряду с системами квантовой связи активно развивается отрасль, связанная с созданием и использованием беспилотных летательных аппаратов (дронов). С 2015 по 2035 годы по прогнозам Агентства стратегических инициатив (АСИ) и ряда зарубежных экспертов и маркетинговых агентств рынок вырастет с \$5 млрд. до \$100 млрд. Время полета дронов, работающих от аккумуляторов, составляет от 15 минут до 1 часа. Компаниями по всему миру ведется разработка технологий, позволяющих увеличить время полета: разработка новых аккумуляторов, водородных топливных элементов. В то же время темпы роста удельной энергоёмкости аккумуляторов снижаются и потенциал для роста в этой области в значительной степени исчерпан. Увеличение времени полёта дронов

создает значительные конкурентные преимущества. Дроны с дистанционным энергоснабжением могут практически непрерывно использоваться для широкого круга задач, связанных с наблюдением и оперативной передачей информации, в частности, для мониторинга опасных производств, протяжённой инфраструктуры (линии электропередач, трубопроводы), точного земледелия, строительства, картографии, определения чрезвычайных ситуаций и т.д. Дроны могут использоваться для отслеживания дорожной ситуации в городах, выявления заторов и аварий на дорогах, для увеличения скорости реагирования служб экстренной помощи на чрезвычайные ситуации, а также для проведения фотосъёмки с целью создания 3D-моделей городов, которые затем используются, например, для расчёта наиболее эффективного размещения вышек радиосвязи. Проблема связи с дронами во многом схожа с проблемами в системах оптической квантовой связи, поскольку рассеивающая аэрозольная среда негативно влияет на распространяющийся сигнал.

Электромагнитное излучение оптического диапазона широко используется в исследованиях физики Мирового океана, атмосферы Земли и планет солнечной системы, при разработке систем подводного оптического наблюдения, а также для контроля и диагностики биологических тканей человека и животных. Важным свойством оптических методов является то, что они не разрушают объект исследования [9] — это особенно важно для материаловедения, задач диагностики состояния старинных предметов искусства [10, 11], а также для медицинских приложений [12], где используется излучение видимого или ИК-диапазона вместо рентгеновских лучей для просвечивания биологических тканей, например, в оптической когерентной томографии (ОКТ) [13, 14]. Процессы распространения и рассеяния оптического излучения и особенности случайно неоднородных сред активно изучались, результаты исследований опубликованы в многочисленных научных статьях и ряде монографий [15–21].

Как было сказано ранее, среда считается рассеивающей, если она обладает явно выраженной оптической неоднородностью. Ярким примером таких сред в

атмосфере служат аэрозоли — дымка, туман, облака, смог; в морской воде — пикопланктон, различные примеси; в биомедицине — клеточные структуры, биологические ткани. В таких средах часть энергии светового пучка поглощается, а часть перераспределяется в пространстве, образуя ореол рассеянного света, который делает очертания рассматриваемых объектов размытыми и препятствует фокусировке излучения. На Рис. 1 приведены Гауссовы распределения интенсивности лазерного пучка до и после рассеивающей среды (в разных цветовых палитрах для наглядной демонстрации уширения пучка), а также фотографии моста Golden Gate (Сан-Франциско, США) в ясную и туманную погоду.

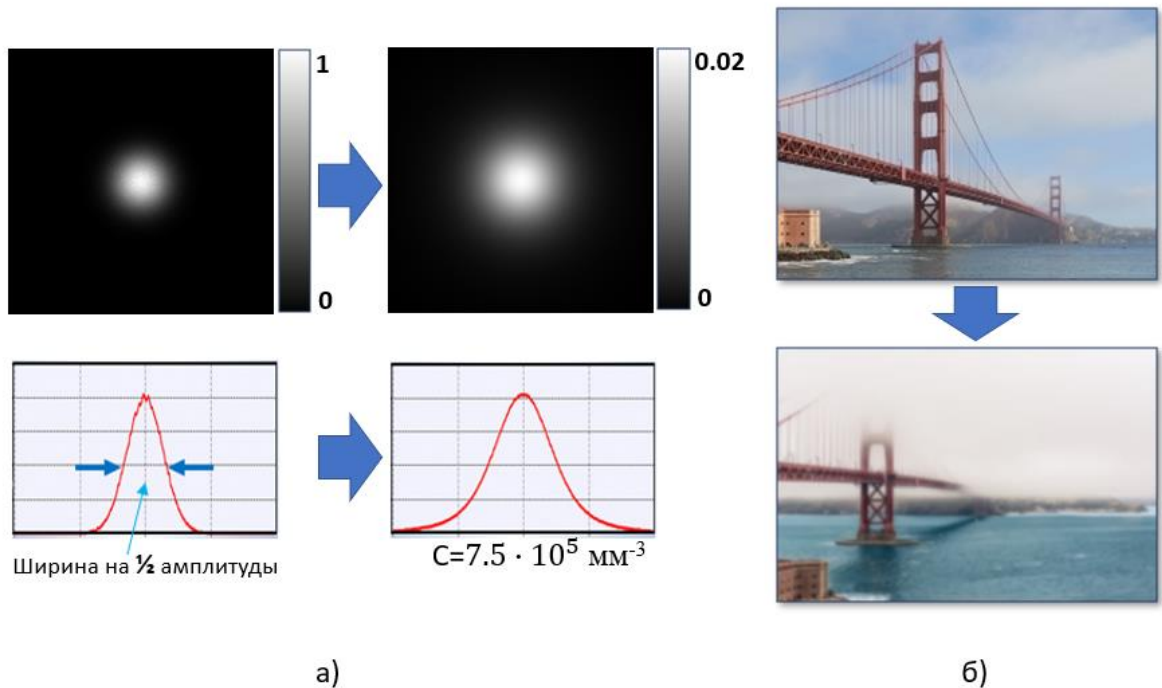


Рис. 1. Влияние рассеяния излучения на уширение светового пучка (а) при распространении сквозь слой рассеивающей среды с концентрацией  $C=7.5 \times 10^5 \text{ мм}^{-3}$  и на ухудшение детализации, контрастности и на уменьшение яркости изображения наблюдаемого объекта (б).

Решение указанной проблемы имеет особую значимость для задач увеличения дальности распространения излучения, распознавания образов, в том числе в сверхвысоком разрешении [22, 23], передачи информации по оптическим каналам связи, уничтожения космического мусора на околоземной орбите [24] криптографии [25–27], нанопозиционирования [28], а также для медицинской

неинвазивной диагностики [29], в частности, для исследования состояния кровеносных сосудов и сетчатки глаза, диагностики злокачественных и доброкачественных опухолей, микроскопии глубоких тканей [30–33], эндоскопии [34–37], для создания оптических ловушек [38].

Например, многократное рассеяние и интерференция света в биологической ткани сильно деформируют волновой фронт, и информация, переносимая с помощью пространственно когерентного излучения, искажается. Казалось бы, в этом случае уже невозможно восстановить исходную информацию или сфокусировать излучение, проходящее сквозь рассеивающую среду. Долгое время так и считалось [39], что рассеяние — фундаментальная преграда на пути увеличения глубины проникновения излучения и улучшения разрешения изображений наблюдаемых объектов. Поэтому развивались методы выделения нерассеянной, баллистической составляющей излучения — пространственная выборка [40–42], когерентное стробирование [43], временное, пространственное, поляризационное и угловое стробирование [44], мультифотонная микроскопия [45] (Рис. 2).



Рис. 2. (а) Баллистическая составляющая импульса излучения, обозначенная цифрой 1, регистрируется первой по времени  $t$ , до регистрации рассеянной составляющей, обозначенной цифрами 2 и 3; (б) пространственное стробирование при конфокальной микроскопии — на приёмнике регистрируется только излучение, рассеянное от рассматриваемого слоя среды (показано сплошными линиями), в то время, как излучение, рассеянное от других слоёв среды (показано пунктирными линиями) будет задержано диафрагмой.

Однако, как известно [46], максимальная глубина проникновения излучения в биологическую ткань составляет менее 1 мм, поэтому методы когерентного стробирования имеют принципиальные ограничения. Таким образом, долгое время единственным способом «смотреть глубже» была оптическая диффузная томография и аналогичные методы, страдающие, к сожалению, от достаточно низкого разрешения [47, 48]. По этой причине с недавнего времени стали развиваться другие методы улучшения качества изображений наблюдаемых объектов. Например, для увеличения эффективности определения злокачественных и доброкачественных опухолей был успешно применён метод комбинированного спектрального анализа [49]. Повышение контрастности изображений рассматриваемых объектов стало возможным благодаря использованию принципов голографии, основанных на обратимости процесса рассеяния [50, 51]. В работе [52] описывается подход мультиспектральной низкокогерентной интерферометрии, использующий принципы когерентности и пространственной фильтрации для получения изображений объектов миллиметрового разрешения, расположенных в биологических тканях на глубине до 9 мм. Авторы работы [53] предлагают методику оптической, обращённой во времени фокусировки на движущихся объектах, скрытых слоем рассеивающей среды. В случае, когда нет доступа к пространству за рассеивающим слоем, предлагается использовать неинвазивный подход для получения изображений флуоресцентных объектов [54]. Для задач фокусировки [55] и восстановления изображений объектов, расположенных внутри или за слоем рассеивающей среды [56–60], применяются фазовые модуляторы [55].

Задачи улучшения фокусировки лазерного излучения, распространяющегося сквозь мутную среду, с применением методов адаптивной оптики решаются в настоящее время научными коллективами из Нидерландов и США [61–63]. Авторами указанных работ была показана возможность улучшения фокусировки лазерного излучения при его прохождении сквозь сильно рассеивающую среду с использованием фазовых ЖК-модуляторов.

Для задачи компенсации аберраций лазерного излучения используются разные типы корректоров волнового фронта, в том числе ЖК-модуляторы, адаптивные зеркала на основе MEMS-технологии и на основе биморфного пьезоэлемента [63–66].

Исследования по распространению излучения в аэрозольной среде проводятся уже достаточно давно как в России, так и за рубежом. Группа исследователей из Томского Института Оптики Атмосферы СО РАН занималась разработкой методов анализа совместного влияния атмосферной турбулентности и аэрозольного рассеяния на качество изображения объекта, наблюдаемого сквозь слой атмосферы [67].

Задачи увеличения дальности распространения лазерного излучения сквозь атмосферу с применением методов адаптивной оптики решаются научными коллективами из Германии, Италии, США и Нидерландов [2–5]. Авторы данных работ рассматривают возможность передачи энергии с помощью лазерного излучения, а также говорят о необходимости внедрения адаптивной оптики для повышения качества систем связи. В 2013 году доктор Серджио Рестано, руководитель военно-морской исследовательской лаборатории США, сделал сообщение о возможности использования адаптивной оптики для коррекции излучения, прошедшего сквозь туман [68].

В России для решения задач увеличения дальности видимости и повышения контрастности изображений объектов применяются лазерные локационные системы видения [69]. В условиях недостаточной естественной освещённости удалённый объект подсвечивается лазерным излучением инфракрасного диапазона. Сигнал, отражённый от объекта, через заданный промежуток времени фиксируется детектором. Линза-коммутатор удаляется из оптической системы и диаграмма направленности входного лазерного излучения «схлопывается». В результате освещённость в плоскости наблюдаемого объекта возрастает более чем

в 200 раз, что приводит к существенному увеличению соотношения сигнал/шум и, как следствие, к возможности идентификации объекта.

Исследования по распространению излучения в аэрозольной среде проводились и ранее как в России, так и за рубежом [70, 71]. В России проблемой построения систем передачи энергии со спутника на поверхность Земли занимаются учёные из Московского Государственного Технического Университета Радиотехники, Электроники и Автоматики, а также Института Оптики Атмосферы [72].

Известно, что в задаче доставки мощного лазерного излучения на спутник пучок расходится более чем в 5 раз. Однако, размеры приёмных площадок должны быть как можно меньше в целях минимизации рисков столкновения летательного аппарата с космическим мусором. На сегодняшний день уже существует несколько проектов, таких как ESA (Европа), JASA (Япония), NASA (США), SERC (Австралия), в рамках которых планируется создание системы передачи мощного лазерного излучения в космос для уничтожения космического мусора. Разработкой и совершенствованием систем подзарядки батарей искусственных спутников занимаются российские исследователи [73].

## **1.2. Типы, виды и режимы рассеяния**

Многие аэрозольные среды достаточно большой протяжённости, такие как туманы, облака, смог, а также некоторые материалы, такие как краска, спреи и биологические ткани, являются непрозрачными для человеческого глаза, поскольку неоднородности их показателя преломления приводят к рассеянию света. Рассеяние излучения — процесс, при котором частица вещества заимствует часть энергии светового потока и переизлучает её в некий телесный угол. Зависимость потока рассеянного излучения от угла описывается индикатрисой рассеяния (диаграммой направленности). Такое определение даётся с точки зрения волновой природы света. С другой стороны, с точки зрения квантовой

природы света излучение можно рассматривать как поток фотонов. Тогда рассеяние — это преобразование углового распределения потока фотонов. Каждый фотон взаимодействует с частицами вещества независимо от других и в результате взаимодействия может изменять своё направление распространения.

Существует 2 типа рассеяния: упругое и неупругое [74]. Упругое рассеяние, также называемое монохроматическим [75] — это рассеяние, при котором частота рассеянного света не меняется и равна частоте падающего света. Неупругое рассеяние — это, соответственно, рассеяние, при котором происходит перераспределение излучения по частотам [75]. Рассеяние света в атмосфере относится к первому классу, поэтому в настоящей работе будет рассматриваться только упругое рассеяние.

Выделяют несколько видов рассеяния: рассеяние Рэлея, Ми, Рамана (комбинационное), Мандельштама-Бриллюэна и Тиндаля [74]. Рассеяние Рэлея — это упругое рассеяние электромагнитной волны частицами, размеры которых намного меньше длины волны излучения. Рассеяние Тиндаля близко по своим свойствам к рэлеевскому. Эффект Тиндаля проявляется при рассеянии на взвешенных частицах, размеры которых превышают размеры атомов и молекул в десятки раз. При увеличении размеров частиц до порядка  $1/20$  длины волны (частицы размером примерно 25 нм) рассеяние становится полихромным (или нейтральным), то есть пропадает сильная зависимость интенсивности от длины волны. Рассеяние Рамана, также называемое комбинационным рассеянием — неупругое рассеяние света от атомов или молекул, при этом частота рассеянного излучения отличается от частоты падающего. Рассеяние Ми — рассеяние электромагнитного излучения на сферических частицах, размер которых сопоставим с длиной волны. Рассеяние Рэлея представляет собой частный случай рассеяния Ми. Как правило, проводят следующую условную границу между этими двумя видами: если размер частицы меньше  $\lambda/10$ , где  $\lambda$  — длина волны излучения, то говорят о рассеянии Рэлея, если больше  $\lambda/10$  — о рассеянии Ми.



В зависимости от того, насколько интенсивно излучение рассеивается на оптических неоднородностях среды, выделяют 3 режима рассеяния:

- Режим однократного рассеяния (single scattering regime) — присутствует, если частица (неоднородность) облучается светом только от источника. Среднее число событий рассеяния, то есть событий взаимодействия излучения с частицей, равно нулю либо единице, то есть в терминах корпускулярной теории света количество нерассеянных фотонов преобладает (Рис. 3а). В этом случае для моделирования процесса рассеяния можно применять аппроксимацию однократного рассеяния.
- Переходный режим (однократное–многократное рассеяние) — среднее число событий рассеяния колеблется в среднем от 2 до 9. В этом случае имеется один ярко выделенный порядок рассеяния (Рис. 3б). Никакую аппроксимацию для моделирования такого режима применять нельзя. Как будет показано далее, именно этот режим будет характерен для рассматриваемого в работе диапазона концентраций рассеивающей среды.
- Режим многократного рассеяния — в этом случае частицы облучаются не только светом от источника, но и светом, рассеянным от других частиц (Рис. 3в). Среднее число событий рассеяния превышает значение 10. В этом случае нет ярко выделенного порядка рассеяния, и для моделирования может применяться диффузионная аппроксимация (метод диффузионного приближения). Влияние направления прямого луча утрачивается, и рассеянный свет приходит к наблюдателю со всех направлений — такая ситуация характерна, например, для плотного тумана.

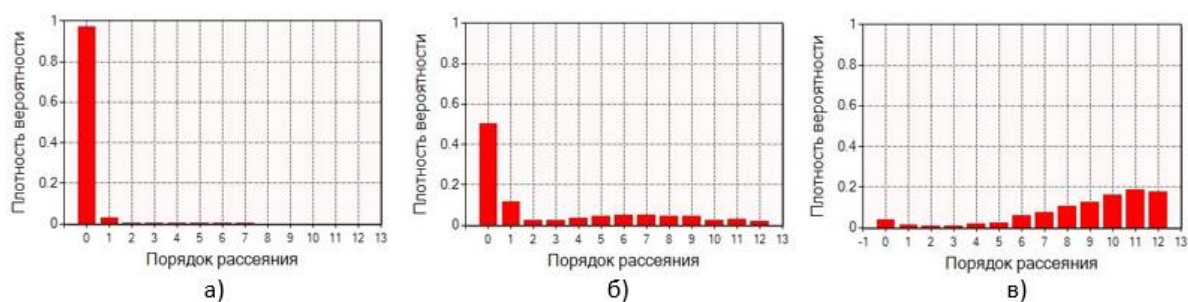


Рис. 3. Гистограммы, характеризующие долю фотонов (по оси ординат), испытавших определённое количество событий рассеяния или порядок рассеяния (по оси абсцисс) от общего числа фотонов: а) для режима однократного рассеяния, б) для переходного режима, в) для режима многократного рассеяния.

### 1.3. Параметры рассеивающей среды и рассеянного излучения

Среда считается рассеивающей или мутной, если она обладает явно выраженной оптической неоднородностью. Можно выделить несколько причин оптической неоднородности среды [74]:

- присутствие примесей посторонних частиц с показателем преломления, отличающимся от показателя преломления среды;
- флуктуации концентрации посторонних частиц — когда такие частицы распределены в веществе неравномерно;
- флуктуации пространственной ориентации частиц — если не все посторонние частицы имеют сферическую форму, то интенсивность рассеяния излучения может зависеть от их пространственной ориентации;
- и, наконец, флуктуации плотности самого вещества, которые могут возникать вследствие теплового движения.

Любую рассеивающую среду можно описать несколькими ключевыми параметрами: относительным показателем преломления, индикатрисой рассеяния, фактором анизотропии и показателем ослабления. Дадим определения и рассмотрим каждый из этих параметров подробнее.

Одним из показателей, влияющих на форму диаграммы направленности рассеянного излучения (индикатрисы рассеяния), является относительный показатель преломления  $n_{pm}$  [76], представляющий собой отношение показателя преломления взвешенных в среде частиц-рассеивателей  $n_p$  к показателю преломления среды  $n_m$ :

$$n_{pm} = \frac{n_p}{n_m}. \quad (1)$$

Ещё одной характеристикой рассеивающей среды служит индикатриса рассеяния — функция плотности вероятности рассеяния в направлении  $s'$  фотона, движущегося в направлении  $s$  (Рис. 4а), т.е. функция, характеризующая элементарный акт рассеяния. На Рис. 4б представлен пример индикатрисы рассеяния излучения на длине волны 0.65 мкм для сферической частицы диаметром 1 мкм.

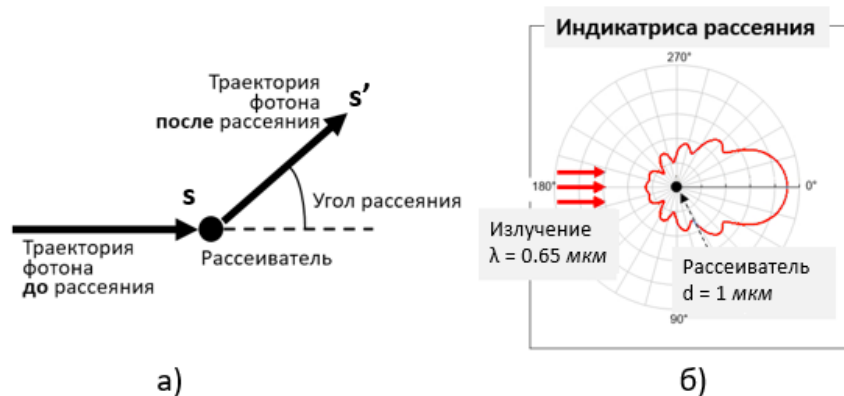


Рис. 4. Изменение траектории движения фотона в результате рассеяния (а) и индикатриса рассеяния излучения с длиной волны 0.65 мкм на сферической частице диаметром 1 мкм (логарифмический масштаб).

Иными словами, индикатриса — это угловое распределение силы света, рассеянного элементарным объёмом [77]:

$$I(\psi) = \frac{p(\theta)}{p}, \quad (2)$$

где  $p(\theta)$  — доля излучения, рассеянного в направлении  $\theta$ ,

$p$  — излучение, рассеянное элементарным объёмом в телесный угол  $4\pi$ .

Форма индикатрисы рассеяния зависит от длины волны падающего излучения  $\lambda$ , размера рассеивателя и относительного показателя преломления  $n_{рт}$ . Рис. 5 показывает различные формы индикатрис рассеяния [78].

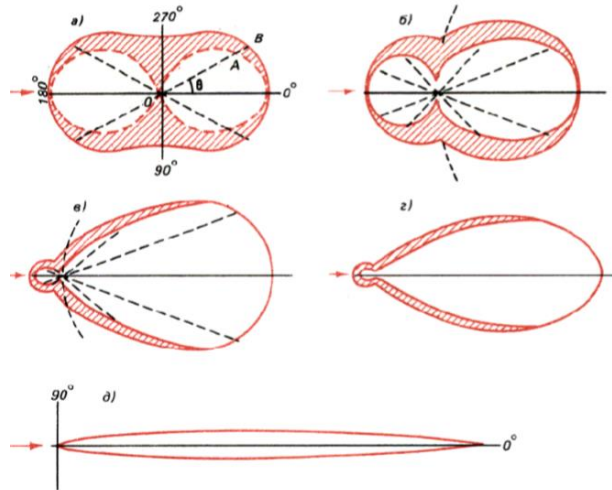


Рис. 5. Индикатрисы рассеяния: а) при молекулярном рассеянии, б) для частиц диаметром, равным  $\lambda/3$ , в) для частиц диаметром  $\lambda$ , г) для частиц диаметром  $3\lambda$ , д) для частиц диаметром  $40\lambda$ .

Индикатриса рассеяния характеризуется также средним косинусом угла рассеяния  $g$  или так называемым фактором анизотропии [79]. Он показывает степень изотропности рассеяния: если частица рассеивает свет изотропно, то есть одинаково во всех направлениях, то  $g=0$ ; если частица рассеивает больше света в направлении вперед, то  $g>0$ , если назад — то  $g<0$  ( $1 \geq g \geq -1$ ).

Подробное исследование зависимости фактора анизотропии от длины волны оптического излучения и диаметра рассеивающих частиц в среде было проведено в работе [80]. На Рис. 6 представлена зависимость  $g$  от длины волны для монодисперсных (по размерам) распределений частиц воды и льда.

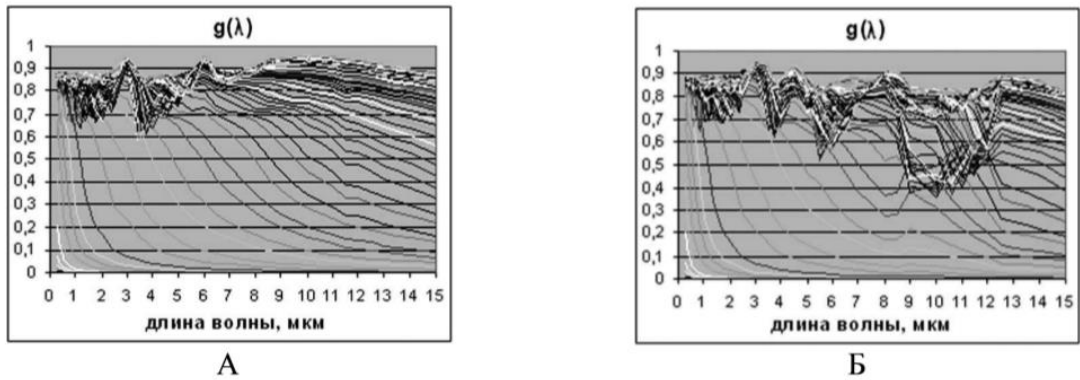


Рис. 6. Зависимость фактора анизотропии от длины волны излучения для монодисперсного распределения по размерам частиц а) воды и б) льда. Каждая кривая соответствует частице определённого размера – от 0.001 до 12.4 мкм.

На графике зависимости фактора анизотропии  $g$  от длины волны  $\lambda$  для монодисперсного случая видно, что с ростом размера частиц  $r$  фактор анизотропии практически перестаёт зависеть от  $\lambda$  и меняется в пределах 0.7 – 0.9. Нижние плавные кривые соответствуют частицам малых размеров. Поскольку расчёты Ми делаются для величины  $\frac{2\pi r}{\lambda}$ , то очевидно, для малых  $r$  параметр  $g$  быстро убывает до нуля (изотропное рассеяние или близкое к нему рэлеевское), для крупных частиц индикатриса остаётся сильно вытянутой вплоть до длины волны 8 мкм ( $g = 0.85$ ), а затем параметр  $g$  медленно убывает до значения 0.5. На графике для воды отчётливо виден максимум на 3 и 6 мкм и слабый максимум на 11.5 мкм. Для льда число максимумов увеличивается и растёт глубина скачков.

На Рис. 7 представлена зависимость фактора анизотропии от размера рассеивающих частиц для различных длин волн падающего излучения.

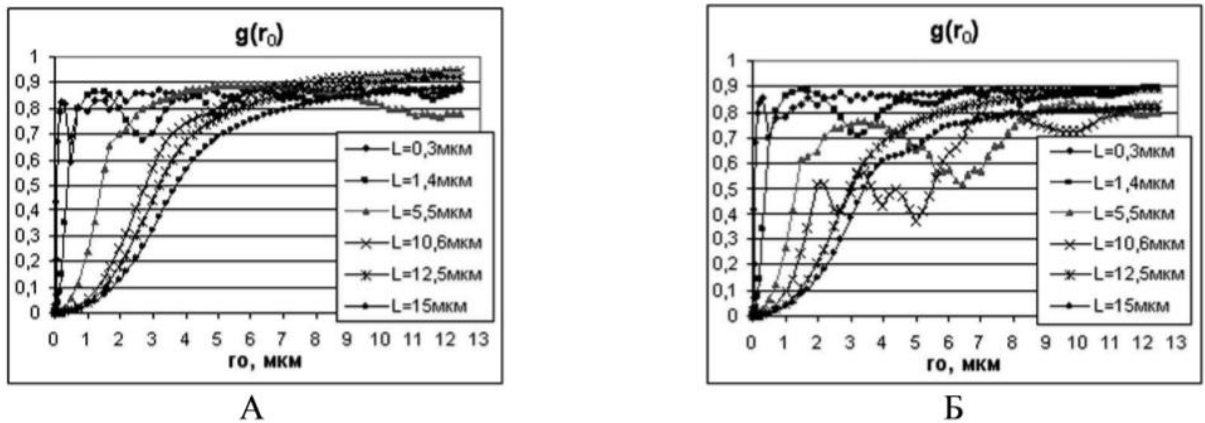


Рис. 7. Зависимость фактора анизотропии от размера частиц для монодисперсного распределения по размерам а) частиц воды, б) частиц льда для ряда длин волн.

Из зависимости параметра  $g$  от размера частиц можно сделать вывод о сглаживании кривых с ростом длины волны излучения. Кривые зависимости  $g$  от размера частиц входят в асимптотическое значение  $g \sim 0.9$ , причём они тем круче (для меньших значений размеров частиц), чем короче длина волны. Для более коротких длин волн (для воды длина волны менее 5.5 мкм, для льда – менее 12.5 мкм) кривые демонстрируют ряд экстремумов, а для более длинных волн кривые гладкие.

На Рис. 8 показаны зависимости фактора анизотропии  $g$  от размера капель воды в коротковолновом спектральном диапазоне (где наиболее существенны процессы рассеяния) для мелких (Рис. 8а) и крупных частиц (Рис. 8б) в монодисперсном случае.

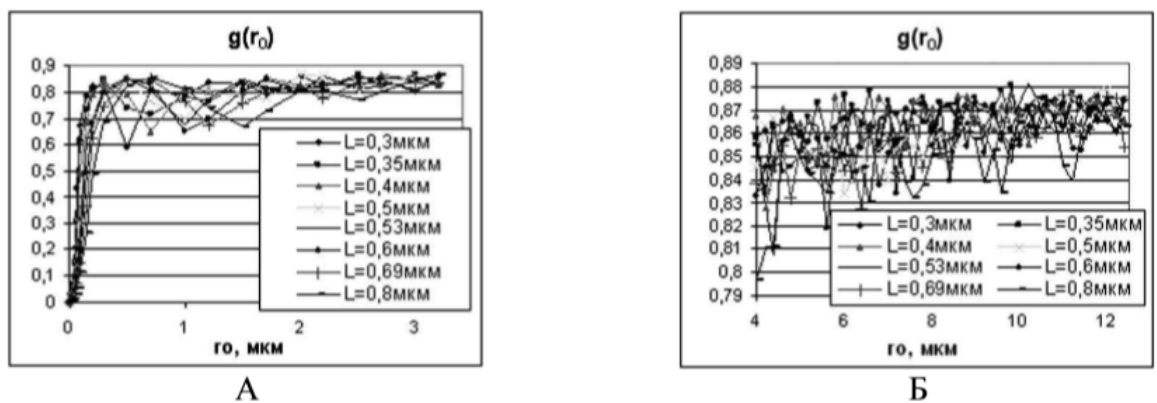


Рис. 8. Зависимость  $g$  от размера частиц для монодисперсного случая в коротковолновом спектральном диапазоне для мелких (а) и крупных (б) частиц воды.

Видно, что для мелких частиц колебания параметра весьма существенны. Быстрый и монотонный рост  $g$  происходит в диапазоне размеров от 0.001 до 0.5 мкм. Колебания величины  $g$  при изменении размера частиц достигают 20 %, что существенно влияет на точность расчётов при решении как прямой, так и обратной задачи. Колебания величины  $g$  для крупных частиц (типичных размеров капель в облаке) достаточно малы (5-6%) и значения сосредоточены в диапазоне 0.85–0.87, которые обычно и выбираются в качестве модельных.

Если рассматривать распространение коллимированного светового пучка, то его ослабление в слое среды толщиной  $d$  описывается законом Бугера-Ламберта-Бэра [81, 82]:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu_e \cdot d}, \quad (3)$$

где  $I$  — интенсивность прошедшего излучения,

$I_0$  — интенсивность падающего излучения,

$\mu_e$  — показатель ослабления,

$d$  — толщина слоя среды [83].

Показатель ослабления, также называемый показателем экстинкции — величина, выражающая интенсивность ослабления света в результате поглощения и рассеяния при распространении в среде. Также определяется как величина, обратная расстоянию, на котором поток монохроматического излучения, образующего коллимированный пучок, уменьшится в заданное число раз [84]. Показатель ослабления  $\mu_e$  представляет собой сумму показателей рассеяния и поглощения:

$$\mu_e = \mu_s + \mu_a, \quad (4)$$

где  $\mu_s$  — показатель рассеяния,

$\mu_a$  — показатель поглощения.

Поскольку поглощение маломощного излучения в среде не влияет на перераспределение энергии светового пучка по апертуре и равносильно

использованию нейтрального светового фильтра, часто при моделировании процесса переноса излучения его не учитывают. Тогда показатель ослабления становится равным показателю рассеяния:

$$\mu_e = \mu_s. \quad (5)$$

От величины показателя рассеяния зависит глубина проникновения излучения в рассеивающую среду. Расстояние  $l$ , проходимое фотоном (в терминах корпускулярной теории света) между двумя последовательными актами взаимодействия с рассеивателями, называется средней длиной свободного пробега [82, 84] и определяется по формуле:

$$l = (\mu_s + \mu_a)^{-1}. \quad (6)$$

В случае сильно анизотропного рассеяния (когда показатель анизотропии превышает значение 0.9) вводится редуцированный показатель рассеяния  $\mu'_s$  и транспортная длина свободного пробега  $l_{tr}$ . Редуцированный показатель рассеяния уменьшает влияние переноса фотонов (светового потока) из-за анизотропного рассеяния по отношению к переносу фотонов из-за изотропного рассеяния и определяется формулой:

$$\mu'_s = (1 - g) \mu_s. \quad (7)$$

Транспортная длина свободного пробега  $l_{tr}$  показывает расстояние, необходимое для изотропизации (в результате рассеяния) излучения, первоначально имевшего определённую направленность, и определяется по формуле:

$$l_{tr} = (\mu'_s + \mu_a)^{-1}. \quad (8)$$

#### 1.4. Особенности процесса рассеяния излучения

По мере развития теории рассеяния и проведения численных и экспериментальных исследований становилось понятно, что рассеяние — линейный и полностью детерминированный процесс в случае, если среда



статична [85]. Если же среда динамически изменяется, то рассеяние можно считать детерминированным процессом за период времени, меньший времени её изменения, или времени декорреляции спеклов, если говорить о сильно рассеивающей среде, такой как биологическая ткань [62].

Таким образом, поскольку процесс рассеяния линеен и детерминирован, влияние рассеивающей среды на распространяющееся излучение можно описать математически. В частности, для этого используются передаточные матрицы (от англ. *transmission matrix*) [86]. Падающее и прошедшее сквозь слой рассеивающей среды электромагнитное поле можно разложить на ортогональные моды. То есть можно составить матрицу, которая поставит в соответствие комплексные амплитуды падающего и прошедшего поля. Тогда электромагнитное поле  $b$ -й выходной моды определяется как  $E_b = \sum_a t_{ba} E_a$ , где  $E_a = A_a e^{i\varphi_a}$  — падающее электромагнитное поле с амплитудой  $A_a$  и фазой  $\varphi_a$ ,  $E_b$  — прошедшее поле, а  $t_{ba}$  — элементы передаточной матрицы, которая полностью описывает рассеяние в среде.

Для полного описания волнового фронта излучения требуется бесконечное число мод, одна на практике для достоверного его представления достаточно некоторого ограниченного числа мод.

С помощью передаточной матрицы можно охарактеризовать практически любую среду — разумеется, чем более неоднородна среда, тем большая матрица понадобится для её описания. Для идеальной линзы, например, передаточная матрица состоит всего из 4 элементов. Положение и угол прошедшего луча света определяется из уравнения:

$$\begin{bmatrix} h' \\ u' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -f^{-1} & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} h \\ u \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} h \\ u - h/f \end{bmatrix}, \quad (9)$$

где  $h'$  и  $u'$  — высота и угол прошедшего луча света,

$f$  — фокусное расстояние идеальной линзы,

$h$  и  $u$  — высота и угол падающего луча света.

А вот для неоднородной, рассеивающей среды передаточная матрица состоит из тысяч элементов, поскольку волновой фронт существенно искажается, и практически ни один соседний элемент матрицы не повторяется. Схематичное представление передаточных матриц для идеальной линзы и для сильно рассеивающей среды приведено на Рис. 9.

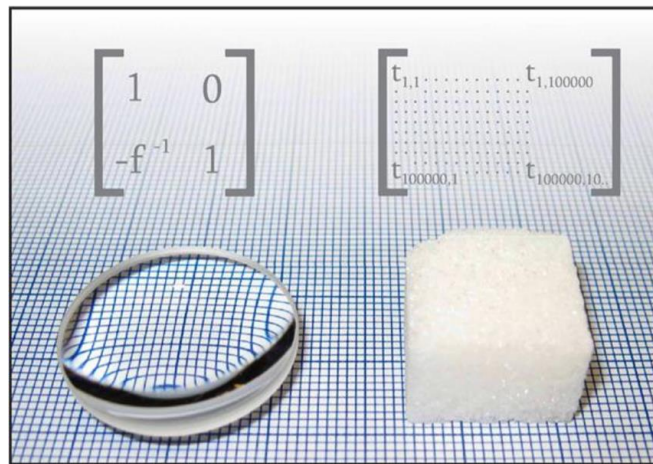


Рис. 9. Передаточные матрицы для идеальной линзы и для сильно рассеивающей среды. Изображение адаптировано из [86].

Знание передаточной матрицы даёт понимание того, каким образом излучение распространяется сквозь рассеивающую среду и, соответственно, позволяет управлять им, например, для фокусировки.

### 1.5. Методы управления излучением, распространяющимся сквозь рассеивающую среду

Ранее в этой главе мы рассматривали методы, заключающиеся в фильтрации излучения и выделении баллистической составляющей с целью улучшения качества наблюдаемого объекта, например, в оптической когерентной томографии. Однако, недостаток подобных методов заключается в том, что с ростом концентрации рассеивающей среды или требуемой глубины проникновения зондирующего излучения доля нерассеянного света убывает экспоненциально. В этом случае появляется необходимость в принципиально иных методах — активных. Среди активных методов управления излучением, распространяющимся сквозь рассеивающую среду, выделяют 2 группы: методы

оптимизации волнового фронта и методы адаптивной оптики. Далее рассмотрим эти методы подробнее.

### **1.5.1. Методы оптимизации волнового фронта рассеянного излучения**

Впервые методика формирования волнового фронта (от англ. *wavefront shaping*) была разработана сотрудниками университета Твенте, Нидерланды — Аллардом Моском и Иво Веллекупом — в 2007 году. Эта методика была предназначена для фокусировки лазерного излучения сквозь рассеивающую среду [87] и внутрь среды [88] с использованием пространственных фазовых модуляторов излучения, а также микроэлектромеханических зеркал (MEMS). В дальнейшем многие учёные применяли и совершенствовали эту методику как для биологических объектов, так и для других сильно рассеивающих сред [89, 90].

В рассеивающей среде длина свободного пробега фотона мала по сравнению с толщиной среды, поэтому лучи света, выходящие из среды, фактически не имеют корреляции с лучами, в неё входящими. По этой причине мы не можем видеть сквозь такие среды и не можем фокусировать сквозь них излучение обычными средствами.

Выделяют два основных набора методик оптимизации волнового фронта: фазовая модуляция и бинарная амплитудная модуляция [86]. К методам фазовой модуляции относятся пошаговый последовательный алгоритм, непрерывный последовательный алгоритм, декомпозиционный алгоритм и алгоритм, использующий передаточные матрицы [91, 92]. При бинарной амплитудной модуляции применяется генетический алгоритм и алгоритм бинарных передаточных матриц [93, 94].

Далее рассмотрим более подробно методики фазовой и амплитудной модуляции волнового фронта.

#### **1.5.1.1. Алгоритмы фазовой модуляции волнового фронта**

##### **Пошаговый последовательный алгоритм**

Поверхность фазового модулятора света делится на  $N$  квадратных сегментов одной размерности. Один сегмент может представлять либо один пиксель, либо группу пикселей. Пучок света, отразившийся от конкретного сегмента модулятора, вносит вклад в значение интенсивности на определённом пикселе приёмника. Таким образом, манипулируя фазой каждого сегмента в отдельности пошаговый последовательный алгоритм пытается сформировать такой волновой фронт, который позволит сконцентрировать все лучи света в одном пикселе или в группе, например, центральных пикселей приёмника. Принцип работы алгоритма изображён на Рис. 10(a).

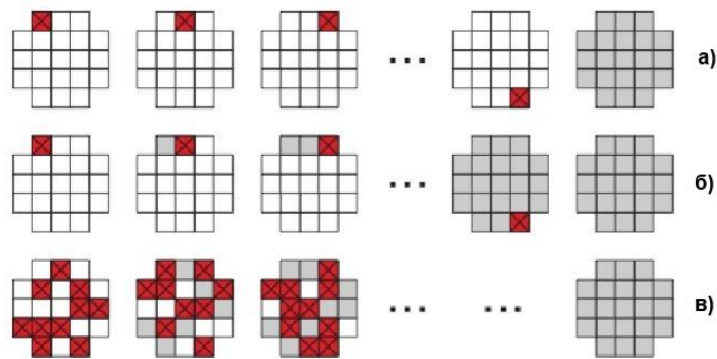


Рис. 10. Принцип работы последовательных алгоритмов оптимизации волнового фронта с помощью фазового модулятора света: а) пошаговый последовательный алгоритм, б) непрерывный последовательный алгоритм, в) декомпозиционный алгоритм. Светлые квадраты — недействующие пиксели, квадраты с крестиком — пиксели, на который в текущей итерации устанавливается управляющее воздействие, тёмные квадраты — пиксели, на которых зафиксировано управляющее воздействие. Изображение адаптировано из [85].

Фазовая задержка  $\varphi$  на  $i$ -м сегменте из  $N$  сегментов итерационно меняется от 0 до  $2\pi$  с некоторым шагом, при этом фазовая задержка на оставшихся  $N-1$  сегментах устанавливается нулевой. Для  $i$ -го сегмента значение фазовой задержки, соответствующее максимальной измеренной интенсивности пикселя камеры, сохраняется в памяти, и текущая установленная фазовая задержка обнуляется. Алгоритм повторяется для следующего по порядку сегмента. Когда измерения выполнены для всех сегментов, на них выставляются сохранённые ранее значения фазовых задержек. Это формирует фазовый экран, позволяющий сфокусировать излучение, прошедшее сквозь рассеивающую среду. Длительность

работы алгоритма зависит от таких параметров, как количество сегментов, шаг фазовой задержки и скорость установки заданной фазовой задержки модулятором света.

#### **Непрерывный последовательный алгоритм**

Принцип работы этого алгоритма похож на пошаговый последовательный алгоритм и изображён на Рис. 10(б). Фазовая задержка на каждом сегменте изменяется итерационно и её значение, соответствующее максимальному измеренному уровню интенсивности пикселя на камере, сохраняется. Отличие от пошагового последовательного алгоритма заключается в том, что после нахождения фазовой задержки, соответствующей максимуму интенсивности в пикселе, она не обнуляется, а сохраняется на сегменте. Таким образом, уровень интенсивности в целевом пикселе камеры, равно как и соотношение сигнал-шум, увеличивается динамически после каждой итерации алгоритма.

#### **Декомпозиционный алгоритм**

Декомпозиционный алгоритм отличается от двух предыдущих алгоритмов, манипулирующих каждым сегментом по очереди: на каждой итерации случайным образом выбирается половина всех сегментов фазового модулятора и на них выставляется некоторое случайное значение фазовой задержки (от 0 до  $2\pi$ ). Затем измеряется значение интенсивности в целевом пикселе камеры, выбирается следующий случайный набор сегментов, и итерации повторяются до тех пор, пока не будет достигнуто приемлемое улучшение целевой функции (Рис. 10(в)).

#### **Алгоритм передаточных матриц**

Помимо алгоритмов последовательного перебора, описанных выше, существует также метод, позволяющий напрямую измерять передаточную матрицу рассеивающей среды для последующего управления распространяющимся сквозь неё излучением [59]. Передаточная матрица оптической системы определяется как матрица комплексных коэффициентов

размера  $K \times L$ , где  $K$  — это количество выходных мод, или пикселей на ПЗС-камере, а  $L$  — количество входных мод, или пикселей на фазовом модуляторе. Таким образом, прошедшее электромагнитное поле можно представить в виде:

$$E_b = \sum_a t_{ba} E_a, \quad (10)$$

где  $E_b$  — комплексная амплитуда прошедшего излучения,

$t_{ba}$  — элементы передаточной матрицы, которая полностью описывает рассеяние в среде,

$E_a$  — комплексная амплитуда падающего излучения, отражённого от  $a$ -го сегмента фазового модулятора.

Таким образом, результирующее электромагнитное поле известно, и интенсивность в  $b$ -й моде для заданного фазового сдвига  $\varphi$  определяется выражением:

$$I_b^\varphi = |E_b|^2 = \left| \sum_a t_{ba} A_a e^{i\varphi} \right|^2. \quad (11)$$

Для получения значений передаточной матрицы используется полноволновой 4-фазный метод [93]. Для каждой входной моды  $a$  алгоритм итерационно выставляет фазовую задержку величиной  $0$ ,  $\pi/2$ ,  $\pi$  и  $3\pi/2$ , а затем вычисляет значения интенсивности в выходной моде  $b$ :  $I_b^0$ ,  $I_b^{\pi/2}$ ,  $I_b^\pi$  и  $I_b^{3\pi/2}$ , соответственно. Тогда один элемент передаточной матрицы выражается с точностью до множителя, одинакового для всех элементов матрицы, следующим образом:

$$T = \frac{I_b^0 - I_b^\pi}{4} + i \frac{I_b^{3\pi/2} - I_b^{\pi/2}}{4}. \quad (12)$$

Входной вектор поля  $E$  для желаемого фокального пятна в  $b$ -й выходной моде вычисляется по формуле:

$$E = \frac{T^T E^{target}}{|T^T E^{target}|} \quad (13)$$

где  $T^T$  — это сопряжённая транспонированная матрица  $T$ ,

$E^{target}$  — выходной результирующий вектор со значением 1 в  $b$ -й моде и нулями во всех других модах.

Таким образом, значения фазы, которые максимизируют интенсивность в целевой зоне, вычисляются по формуле:

$$\varphi_b = -\arg(E). \quad (14)$$

В работе [59] представлен другой алгоритм передаточных матриц. Вместо использования метода четырёх фаз Poroff S.M. и др. предложили метод трёх фаз для восстановления комплексного поля. Три значения фазы —  $\varphi=0$ ,  $\pi/2$  и  $\pi$  — устанавливаются на каждом сегменте, после чего измеряются интенсивности  $b$ -х мод:  $I_b^0$ ,  $I_b^{\pi/2}$ ,  $I_b^\pi$ . Значения элементов передаточной матрицы вычисляются по формуле:

$$T = \frac{I_b^\pi - I_b^{\pi/2}}{4} + i \frac{I_b^0 - I_b^{\pi/2}}{4}, \quad (15)$$

а входной вектор  $b$ -й выходной моды вычисляется по формуле (13). В обоих методах в качестве входного базиса использовалась матрица Адамара, имеющая единичную амплитуду (+1 или -1).

### 1.5.1.2. Алгоритмы бинарной амплитудной модуляции

Последовательный, параллельный и генетический алгоритмы фазовой модуляции с использованием жидкокристаллических модуляторов излучения разрабатывали и применяли многие группы исследователей. Однако существует и принципиально иной подход — управлять не фазой излучения, а исключительно интенсивностью. Впервые такая методика была предложена в работе [94].

В методе бинарной амплитудной модуляции предполагается, что каждый сегмент, или канал, в рассеивающей среде либо доступен, либо недоступен (включен или выключен, соответственно). Это отличает данный метод от фазовой модуляции, при которой считается, что все каналы доступны, но изменяется лишь фаза излучения, но не амплитуда. Сравнение фазового и амплитудного подхода представлено на Рис. 11.

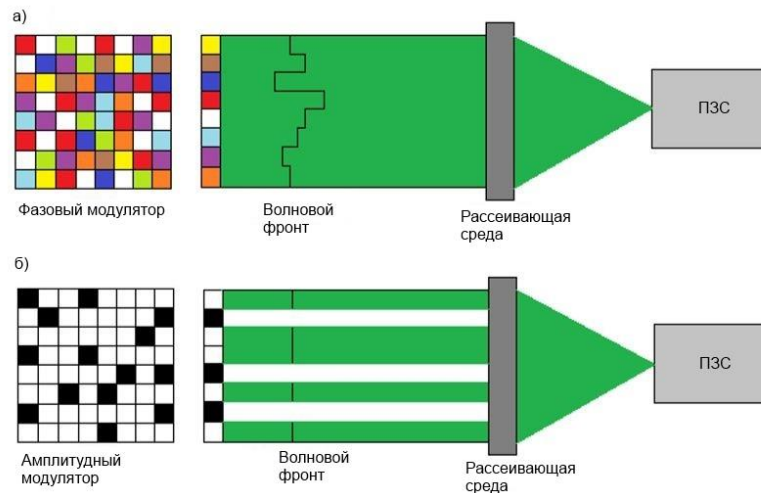


Рис. 11. Сравнение методов оптимизации волнового фронта с помощью управления только фазой и только амплитудой. (а) С помощью фазового модулятора изменяется только фаза излучения (в каждом пикселе), (б) в каждом пикселе модулируется только интенсивность (элемент либо отражает излучение, либо не отражает), фаза при этом не изменяется.

Метод бинарной амплитудной модуляции можно реализовать как с использованием микроэлектромеханических зеркал, так и с использованием жидкокристаллических модуляторов.

В случае цифровых микрозеркал всё довольно тривиально: каждое микрозеркало имеет всего 2 состояния: «включено» и «выключено». Поэтому требуемую бинарную маску можно построить, включая или выключая соответствующие микрозеркала. Алгоритмы с использованием матрицы микрозеркал были разработаны Моском [94] и Чои [95].

Фазовый модулятор не может напрямую контролировать амплитуду излучения, как матрица микрозеркал. Однако, такого результата можно добиться, комбинируя пиксели (создавая так называемые «суперпиксели») и устанавливая



на них вычисленные по некоторому алгоритму значения фазы. Например, в работе [96] авторы предложили объединять 2 соседних пикселя, а работе [97] — 4 соседних пикселя с целью управления амплитудой излучения с помощью жидкокристаллического фазового модулятора.

Для амплитудной бинарной модуляции как правило используются генетический алгоритм и алгоритм передаточных матриц, которые подробно описаны в [86].

### **1.5.2. Методы адаптивной оптики для рассеивающих сред**

Развитие адаптивной оптики началось с идеи коррекции волнового фронта излучения, отражённого от астрономических объектов и проходящего сквозь турбулентную атмосферу, высказанной Г. Бэбкоком [98] и В.П. Линником [99] в 50-е годы XX столетия [100]. На протяжении многих лет методы и средства адаптивной оптики широко применялись и продолжают применяться в астрономии для компенсации негативного влияния атмосферной турбулентности на качество изображений наблюдаемых небесных тел [101].

Ключевыми элементами адаптивной оптической системы (Рис. 12) являются корректор и датчик волнового фронта. Аберрации волнового фронта излучения, отражённого от некоторого объекта, измеряются датчиком, после чего программное обеспечение рассчитывает необходимые управляющие сигналы, а блок управления устанавливает их на корректор волнового фронта (биморфное зеркало, мембранное зеркало, MEMS, фазовый модулятор). Далее излучение со скорректированным волновым фронтом фокусируется на приёмнике для формирования изображения объекта.

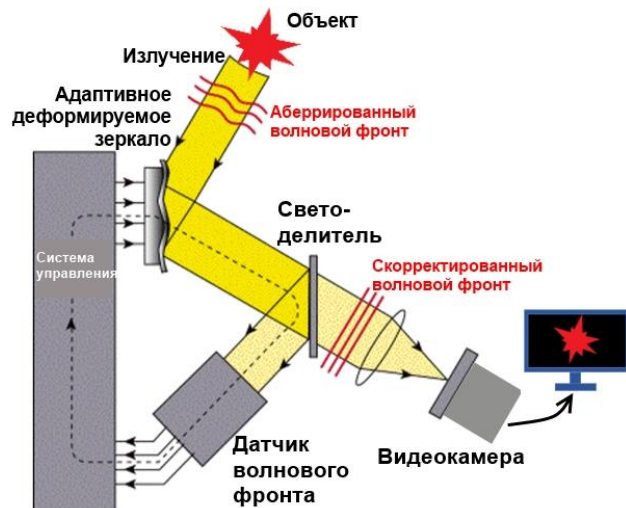


Рис. 12. Схема адаптивной оптической системы компенсации aberrаций волнового фронта излучения, отражённого от объекта.

В качестве примера работы адаптивной оптической системы на Рис. 13 представлено сравнение изображений Урана [102], сделанных в ближнем ИК-диапазоне без использования и с использованием адаптивной оптики. На Рис. 14 приведены изображения Центра Галактики [102], также полученные без использования и с использованием адаптивной оптики.

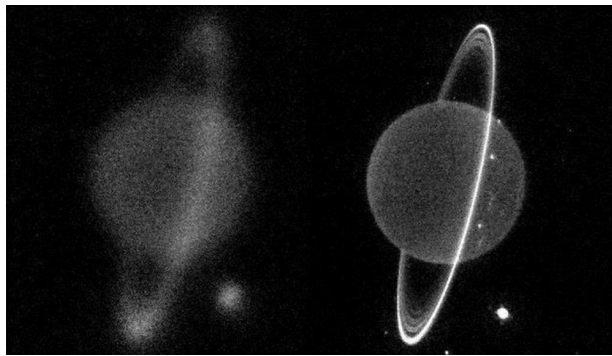


Рис. 13. Изображения Урана до использования адаптивной оптики (слева) и после (справа).



Рис. 14. Изображения Центра Галактики, полученные на телескопе Кеск, до использования адаптивной оптики (слева) и после (справа).

Существует множество алгоритмов управления адаптивными оптическими системами [103], среди которых можно выделить два наиболее часто используемых: это алгоритм фазового сопряжения [104] и алгоритм апертурного зондирования [105].

### 1.5.2.1. Алгоритм фазового сопряжения

Алгоритм фазового сопряжения позволяет скомпенсировать aberrации волнового фронта с помощью фазового корректора. В этом случае в состав адаптивной системы в качестве устройства обратной связи включают датчик волнового фронта (датчик Шака-Гартмана, пирамидальный, датчик кривизны и др.) [106–109]. Сущность алгоритма заключается в том, чтобы внести задержку в той части волновой поверхности, которая «ушла вперёд» по сравнению с оставшейся поверхностью [110]. На Рис. 15 схематично изображён принцип работы алгоритма фазового сопряжения с использованием деформируемого зеркала. До коррекции часть волновой поверхности имеет «выступ» высотой  $d$ . В случае, если деформируемое зеркало в этой же области сформирует «впадину» глубиной  $d/2$ , то волновой фронт излучения, отражённого от такой поверхности деформируемого зеркала, станет плоским.

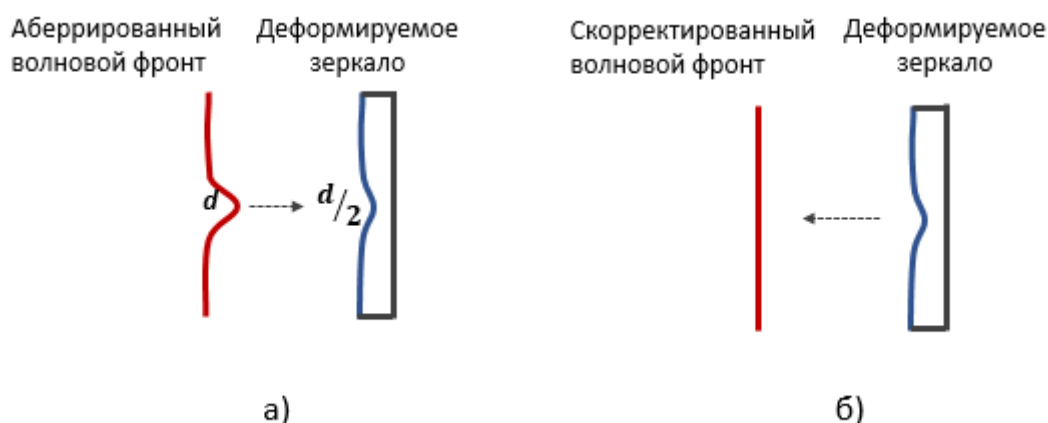


Рис. 15. Принцип фазового сопряжения на примере коррекции aberrаций волнового фронта излучения деформируемым зеркалом: а) волновой фронт (красная кривая) до коррекции и б) после коррекции.

Реализовать алгоритм фазового сопряжения можно и с помощью фазового модулятора, но принцип его действия отличается от принципа работы

деформируемого зеркала. Если гибкое зеркало изменяет длину оптического пути лучей, то фазовый модулятор изменяет скорость их распространения за счёт уменьшения или увеличения показателя преломления жидких кристаллов. На Рис. 16 изображён принцип работы алгоритма фазового сопряжения с использованием фазового модулятора.

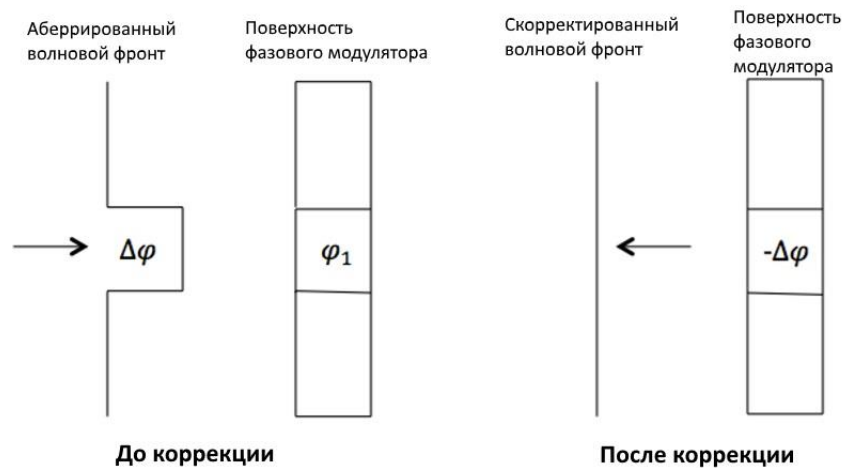


Рис. 16. Принцип фазового сопряжения на примере коррекции aberrаций волнового фронта излучения с помощью фазового модулятора.

До коррекции волновой фронт имеет фазовую задержку  $\Delta\varphi$ , электромагнитное поле при этом можно выразить уравнением  $E = Ae^{i\Delta\varphi}$ . Если установить значение фазы  $\varphi_1$  на фазовый модулятор, то получится новое электромагнитное поле  $E' = Ae^{i(\Delta\varphi + \varphi_1)}$ , где  $\varphi_1$  — это фаза комплексного сопряжённого. Изменив показатель преломления на фазовом модуляторе и отыскав значение фазы  $\varphi_1 = -\Delta\varphi$  получаем, что  $E' = E$ . Таким образом, волновой фронт, отражённый от поверхности фазового модулятора, становится плоским.

### 1.5.2.2. Алгоритм апертурного зондирования

Однако, существуют и адаптивные системы, использующие вместо датчика волнового фронта фотодетектор или цифровую камеру. Такие системы измеряют и оптимизируют не волновой фронт излучения, а непосредственно фокальное пятно или изображение наблюдаемого объекта. Системы без датчика волнового фронта нашли широкое применение в биомедицинских задачах, например, во

флуоресцентной и отражательной микроскопии [111, 112], двухфотонной флуоресцентной микроскопии [113, 114], в задаче создания оптических пинцетов [115, 116]. Также алгоритм апертурного зондирования используется в задачах коррекции aberrаций мощного лазерного излучения, распространяющегося в атмосфере [117] и в задачах формирования требуемых распределений интенсивности лазерного пучка [118, 120].

Традиционная система апертурного зондирования состоит из корректора волнового фронта, электронного блока управления корректором, датчика излучения и программного обеспечения для вычисления управляющих напряжений. Принципиальная схема такой системы приведена на Рис. 17.

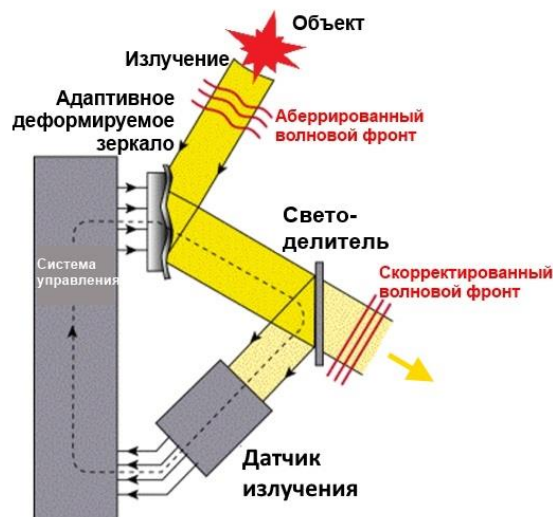


Рис. 17. Принципиальная схема адаптивной оптической системы апертурного зондирования.

Метод апертурного зондирования (или пробных возмущений) заключается в измерении реакции на небольшие, преднамеренно вносимые фазовые искажения и определении экстремума функции, характеризующей распределение светового поля в плоскости фокусировки [104]. Такой функцией может быть пиковая интенсивность, функционал, пропорциональный мощности излучения, диаметр пучка, смещение центра пучка или комбинация этих критериев [121, 122]. Эффекты, за которые ответственны разные виды фазовых искажений, разделяют либо по частоте, либо по времени. В первом случае возбуждаются малые гармонические колебания  $A_i \cdot \sin(\omega_i t)$  амплитуды  $A_i$  различных участков

корректора с различными частотами  $\omega_i$ . Дальнейший спектральный анализ результирующего сигнала позволяет установить величину и направление необходимых для оптимизации системы изменений формы волнового фронта. Такой метод следует использовать при больших скоростях изменения фазовых искажений, например, вызванных атмосферной турбулентностью. Во втором случае возбуждение колебаний отдельных участков корректора осуществляется последовательно во времени. Этот метод требует больших временных затрат, но он достаточно устойчив, малочувствителен к шумам и значительно более прост в технической реализации. Кроме того, как будет показано далее, для рассматриваемых в настоящей работе условий эксперимента скорость коррекции искажений не имеет принципиального значения, поэтому был использован второй подход.

Результатом работы адаптивной системы является формирование волнового фронта, который можно представить в следующем виде:

$$\varphi(x, y, t) = \sum_{i=1}^M \varphi_i(x, y) \cdot U_i(t), \quad (16)$$

где  $\varphi_i(x, y)$  — искажение волнового фронта,

$M$  — число степеней свободы системы или число независимых управляющих воздействий  $U_i$ ,

$U_i(t)$  — управляющий сигнал.

При стремлении достигнуть наилучшей фокусировки излучения необходимо ввести некоторую числовую характеристику, по значению которой можно судить о степени достижения цели. Выбранный критерий должен, с одной стороны, зависеть лишь от измеряемых величин, а с другой — отражать цель, ради которой вводится адаптация. Можно сформулировать некоторую оценку критерия качества фокусировки  $J$  в виде формулы (17):

$$J = \int r(x, y) \cdot I(x, y) dx dy, \quad (17)$$

где  $r(x, y)$  — область мишени, в пределах которой требуется сконцентрировать излучение,

$I(x, y)$  — распределение интенсивности в плоскости объекта фокусировки.

Задачей управления в адаптивной системе является поиск такого набора сигналов  $\{U_1, U_2, \dots, U_N\} = \{U_i\}$ , при котором функционал  $J$  достигает максимума. При этом, поскольку  $r(x, y)$  и  $I(x, y)$  зависят от распределения фазы пучка, а фазовый фронт, в свою очередь, формируется корректором и зависит от набора управляющих напряжений  $\{U_i\}$ , то  $r = r(\{U_i\})$ ,  $I = I(\{U_i\})$  и, соответственно,  $J = J(\{U_i\})$ .

Во время коррекции необходимо максимизировать интенсивность принимаемого сигнала [104]. При этом диаметр сфокусированного пучка должен приближаться к дифракционному пределу. Таким образом, приходится оптимизировать одновременно два параметра: диаметр фокального пятна и пиковую интенсивность. В идеальном случае функция  $J$  имеет один экстремум. Однако оптимизировать одновременно два параметра достаточно сложно, поскольку диаметр может как уменьшаться, так и увеличиваться с ростом пиковой интенсивности.

Как уже было отмечено, решением задачи фокусировки являются значения управляющих параметров  $U_i$ , при которых функционал  $J$  достигает максимума. Поиск экстремума функций многих переменных является сложной математической проблемой [123]. В адаптивной оптике дело осложняется тем, что поиск экстремума необходимо производить в режиме реального времени. Однако, как будет показано далее, при работе с излучением, рассеянным атмосферным аэрозолем, скорость коррекции искажений не столь важна ввиду относительной статичности среды, поэтому метод апертурного зондирования подходит для решения такой задачи.

## 1.6. Переход от реальной атмосферной трассы к модельному лабораторному эксперименту

Исследование общих закономерностей переноса излучения в средах, где характерный масштаб изменяется от сотен метров до десятков километров (например, в атмосфере), часто становится возможным благодаря экспериментальному моделированию. Идея заключается в том, чтобы перенести эксперимент с многометровой или даже многокилометровой трассы на лабораторный стенд. Аналогично можно не только «сжать», но и «растянуть» масштаб, что удобно для исследования формирования световых полей внутри малых объектов (фотослой, люминесцирующие экраны, биологические ткани, бумага и пр.) Такой подход широко используется в физических экспериментах и оказывается возможным благодаря принципу подобия [77]. Согласно этому принципу, если в различных средах одинаковы индикатрисы рассеяния и значения альбедо однократного рассеяния (вероятности выживания фотона), то и интенсивность света в точках с одинаковыми безразмерными координатами также одинакова. Это означает, что величина свободного пробега фотона в среде определяет лишь масштаб подобия. То есть если требования принципа подобия будут удовлетворены, то результаты, получаемые в лабораторном эксперименте, где размеры рассеивающего слоя исчисляются миллиметрами, будут справедливы и для атмосферной трассы, где размеры рассеивающего слоя исчисляются десятками и сотнями метров. Конечно, при этом следует выдерживать пропорциональность таких оптических координат, как протяжённость рассеивающего слоя и расстояние между рассеивателями, определяемое концентрацией.

Рассчитаем протяжённость модельной трассы, которая условно соответствовала бы реальной атмосферной трассе с аэрозолем — например, с туманом. Концентрация рассеивателей в тумане средней плотности может составлять  $1000 \text{ см}^{-3}$  [124], что соответствует  $1 \text{ мм}^{-3}$ . С другой стороны, как будет показано в главе 2, используя модельную (лабораторную) рассеивающую среду,



мы можем создать концентрацию частиц порядка  $10^5$ – $10^6$  мм<sup>-3</sup>. То есть, согласно принципу подобия 1 мм модельной среды будет соответствовать примерно 100 м тумана средней плотности. Таким образом, используя в качестве модельной рассеивающей среды, например, стеклянную кювету с полезной толщиной 5 мм и заполняя её раствором, имитирующим рассеивающую среду с концентрацией от  $10^5$  до  $10^6$  мм<sup>-3</sup>, можно получить эквивалент (с точки зрения оптических характеристик) слоя тумана средней плотности протяжённостью приблизительно от 500 м до 5 км.

### **1.7. Моделирование распространения излучения сквозь рассеивающую среду методом Монте-Карло**

Для лабораторного и численного исследования распространения излучения сквозь случайно-неоднородные среды применяются различные подходы, суть которых заключается в нахождении решения уравнения переноса: метод интегралов по траекториям, методы диффузионного приближения, метод рассеяния на броуновских частицах, метод малоуглового приближения [79]. Указанные подходы не являются универсальными, поскольку они основаны на теоретических результатах, полученных при различных допущениях. Поэтому часто прибегают к использованию метода стохастического моделирования Монте-Карло [125, 127], который даёт приближённое решение уравнения переноса для любых условий задачи: произвольной конфигурации среды и любых граничных условий. Суть метода заключается в многократной реализации случайного процесса, вероятностные характеристики которого совпадают с используемыми в задаче физическими величинами. Метод Монте-Карло подразумевает моделирование поведения отдельных элементарных частей физической системы: в частности, для задачи распространения излучения он учитывает квантовую природу света и моделирует поведение потока фотонов [128].

### 1.7.1. Модель рассеяния. Метод Монте-Карло

Традиционно в рассеянном излучении выделяют фотоны трёх типов [129]: баллистические, приосевые (квазибаллистические, «snake») и диффузные (внеосевые) фотоны (Рис. 18).

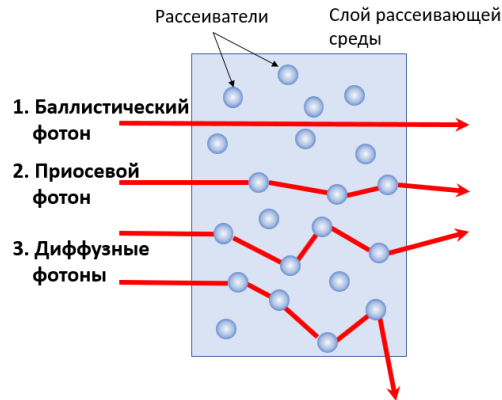


Рис. 18. Траектории фотонов, распространяющихся в рассеивающей среде: 1 — баллистический фотон, 2 — приосевой фотон, 3 — диффузные фотоны.

Баллистические фотоны распространяются сквозь рассеивающую среду по прямым траекториям, не взаимодействуя с рассеивателями. Эта когерентная составляющая рассеянного излучения представляет наибольшую ценность для задач фокусировки излучения или распознавания образов объектов. Приосевые фотоны испытывают несколько столкновений с рассеивателями и движутся по траекториям, близким к начальному направлению распространения пучка (отклонение не более  $10^\circ$ ). Приосевые фотоны начинают играть важную роль при увеличении толщины слоя рассеивающей среды, поскольку количество баллистических фотонов в этом случае экспоненциально убывает [82]. Внеосевые или диффузные фотоны многократно рассеиваются во всех направлениях и формируют некогерентную компоненту рассеянного излучения. Если расстояние от рассеивающей среды до приёмника излучения велико, а апертура приёмника достаточно мала, то большая часть фотонов диффузного типа не будет достигать плоскости приёмника. В этом случае из рассеянного излучения на приёмнике будут преобладать приосевые фотоны. Однако, как будет показано далее, с

ростом концентрации рассеивателей доля приосевых фотонов сначала возрастает, а затем начинает убывать, а вот доля диффузных фотонов возрастает непрерывно.

В реализованной в настоящей работе модели [130, 131] рассматривалось рассеяние лазерного излучения с длиной волны 0.65 мкм [69, 132] на сферических частицах диаметром 1 мкм, взвешенных в жидкой среде. Концентрация частиц варьировалась от  $1.3 \cdot 10^5$  до  $10^6 \text{ мм}^{-3}$ . Начальная апертура пучка составляла 4 мм, показатель преломления среды — 1.33, показатель преломления полистироловых микросфер для выбранной длины волны излучения — 1.582 [133].

Для моделирования распространения излучения сквозь рассеивающую среду использовался стохастический метод Монте-Карло [134]. Лазерный пучок в конкретный момент времени представлялся в виде большого числа фотонов (в настоящей работе —  $3 \cdot 10^{11}$ ), равномерно распределённых по начальной апертуре, что физически эквивалентно однородному распределению интенсивности пучка. Схема процесса распространения лазерного пучка сквозь слой рассеивающей среды показана на Рис. 19.

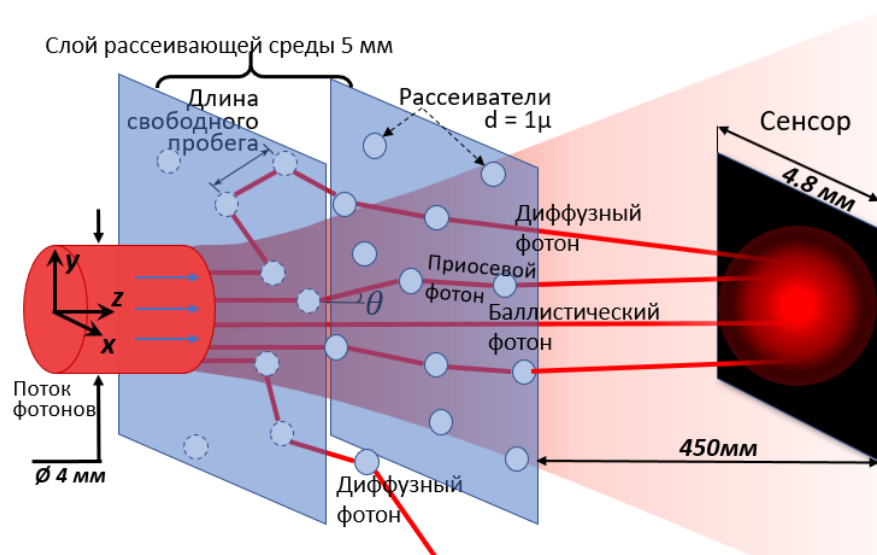


Рис. 19. Схема процесса рассеяния фотонов на неоднородностях мутной среды.

В работе рассматривался коллимированный пучок излучения, поэтому начальное направление для всех фотонов было одинаковым (перпендикулярно слою рассеивающей среды). Для того, чтобы смоделировать перемещение фотона

в среде, необходимо было рассчитать три параметра: длину свободного пробега  $l$ , угол рассеяния  $\theta$  и азимутальный угол  $\psi$ . Длина свободного пробега фотона — это расстояние между двумя последовательными событиями взаимодействия фотона с рассеивателем, которое вычисляется по формуле  $l = -\frac{1}{\mu_s} * \ln(\xi_l)$ , где  $\mu_s$  — показатель рассеяния среды,  $\xi_l$  — равномерно-распределённая на полуинтервале  $[0, 1)$  случайная величина. Показатель рассеяния  $\mu_s$  измеряется в обратных миллиметрах и является одной из основных характеристик рассеивающей среды — он показывает силу рассеяния на единицу длины. Показатель рассеяния вычисляется по формулам теории Ми [76].

Для вычисления угла рассеяния используется фазовая функция или индикатриса рассеяния [79].

Во многих случаях в качестве фазовых функций применяются различные упрощённые аппроксимации индикатрисы рассеяния. Например, часто используют индикатрису Хеньи-Гринштейна [135, 136] благодаря тому, что она зависит лишь от одного параметра — фактора анизотропии, обеспечивая тем самым более высокую скорость вычислений без существенной потери точности [137]. Эта индикатриса была предложена в 1941 году для описания рассеяния света межзвёздной пылью, но в дальнейшем нашла широкое применение и в других областях благодаря простоте расчётов и достаточной точности описания угловых характеристик рассеяния. Тем не менее, для более точного соблюдения угловых характеристик рассеяния предпочтительнее использовать индикатрису, для каждой рассеивающей среды вычисляемую по формулам теории рассеяния Ми [138, 139], которые доступны в виде исходных кодов для языка программирования C++ [140]. Расчётные индикатрисы рассеяния, используемые в работе, представлены в виде полярных и линейных диаграмм в нормальном и логарифмическом масштабе (Рис. 20).

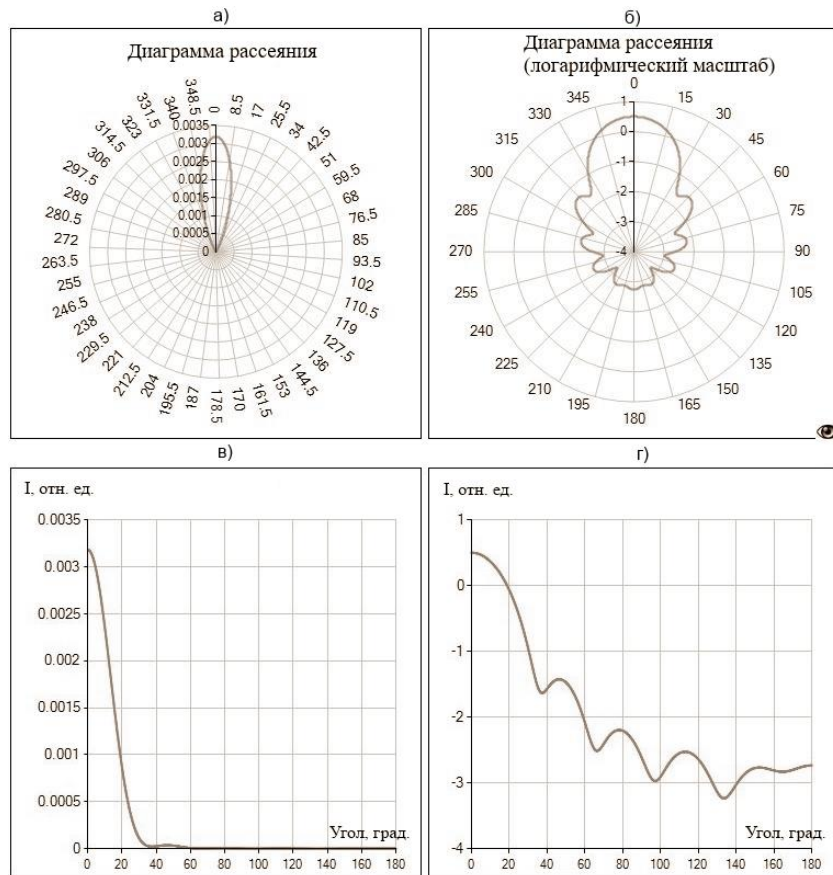


Рис. 20. Индикатрисы рассеяния излучения с длиной волны 0.65 мкм на частице диаметром 1 мкм в виде полярных (а, б) и линейных (в, г) диаграмм в нормальном (а, в) и логарифмическом (б, г) масштабе.

Азимутальным углом называется угол между проекцией нового направления движения на плоскость, перпендикулярную начальному направлению, и некоторой фиксированной осью на этой плоскости. Для вычисления угла рассеяния  $\theta$  и азимутального угла  $\psi$  используются следующие формулы:

$$\cos \theta = \begin{cases} \frac{1}{2g} \cdot \left[ 1 + g^2 - \left( \frac{1-g^2}{1-g+2g\xi_\theta} \right)^2 \right], & \text{если } g > 0 \\ 2\xi_\theta - 1, & \text{если } g = 0 \end{cases}, \quad (18)$$

$$\psi = 2\pi\xi_\psi, \quad (19)$$

где  $g$  — фактор анизотропии,

$\xi_\theta, \xi_\psi$  — равномерно-распределённые на полуинтервале  $[0, 1)$  случайные величины.

Исходя из длины свободного пробега и нового направления распространения, вычислялось новое положение фотона в пространстве, и выполнялась проверка на пересечение границ среды. В случае если фотон оставался в пределах рассеивающей среды, вычисления  $l$ ,  $\theta$  и  $\psi$  повторялись. На расстоянии 450 мм от среды располагалась область, на которой регистрировались попавшие на неё фотоны. Эта плоскость представляла собой аналог сенсора видеокамеры, регистрирующей распределение интенсивности рассеянного излучения. Процесс моделирования распространения фотонов повторялся для различных значений концентрации рассеивающих частиц, варьировавшихся в диапазоне от  $1.3 \cdot 10^5$  до  $10^6 \text{ мм}^{-3}$ , что, согласно принципу подобия [77], можно условно поставить в соответствие с распространением излучения в слое тумана протяжённостью от 300–500 метров до нескольких километров, как было показано ранее в пункте 1.6. Таким образом, поскольку в модели мы отслеживаем траекторию движения каждого фотона, можно построить график распределения баллистических, приосевых и диффузных фотонов, зарегистрированных на сенсоре, в зависимости от концентрации рассеивателей (Рис. 21).

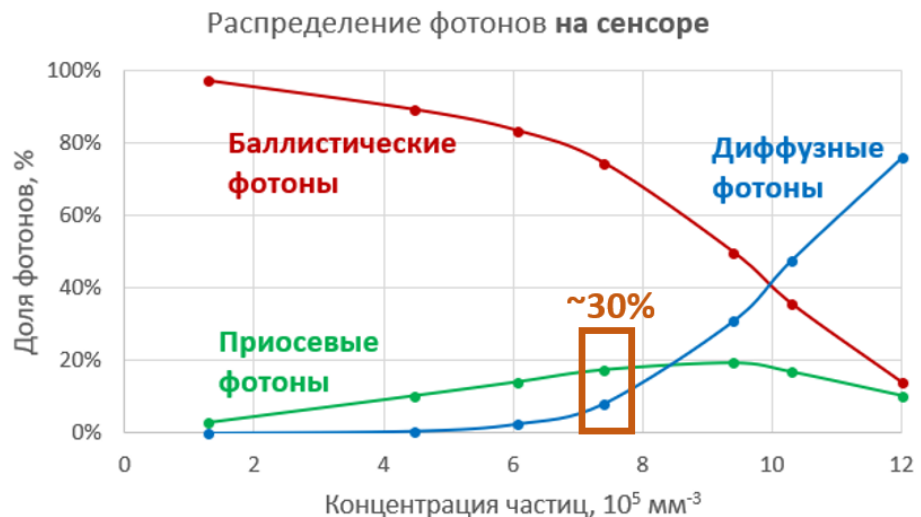


Рис. 21. График зависимости количества баллистических, приосевых и диффузных фотонов от концентрации рассеивающей среды.

По оси абсцисс отложены значения концентрации частиц, по оси ординат — доля фотонов на сенсоре (где 100% — это общее число фотонов, зарегистрированных на сенсоре, а не начальное число фотонов, использованных

для моделирования). Из графика видно, что до значения концентрации  $4 \cdot 10^5 \text{ мм}^{-3}$  количество баллистических фотонов существенно преобладает (более 90 %), а вот начиная с концентрации 6 единиц и далее — возрастает число приосевых и диффузных фотонов. Например, для концентрации  $7.4 \cdot 10^5 \text{ мм}^{-3}$  суммарно имеем порядка 30% небаллистических фотонов. Таким образом, если говорить об улучшении качества фокусировки излучения, одна из целей настоящей работы заключается в том, чтобы постараться «собрать» эти 30 % рассеянных фотонов в центральный максимум фокального пятна, используя методы и средства адаптивной оптики. Для того, чтобы это сделать, необходимо знать, какие искажения излучения вносит рассеивающая среда — об этом речь пойдёт в главе 2.

### 1.7.2. Программное обеспечение для моделирования переноса излучения сквозь рассеивающую среду

Численная модель распространения монохроматического лазерного излучения с использованием метода Монте-Карло была реализована в виде приложения с графическим интерфейсом (Рис. 22).

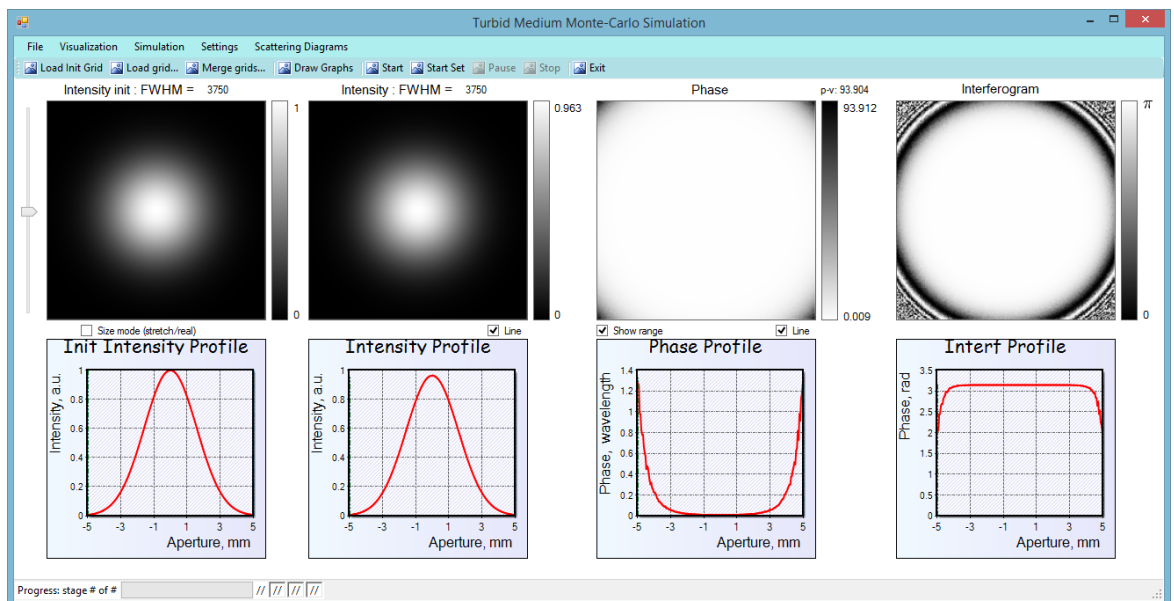


Рис. 22. Интерфейс разработанного приложения для моделирования распространения лазерного пучка сквозь рассеивающую среду.

Программа позволяет рассчитывать распределение интенсивности рассеянного пучка на задаваемых параметрах: расстоянии от источника излучения, размере слоя рассеивающей среды, радиусе и концентрации рассеивателей, показателе преломления рассеивателей и среды, количестве фотонов, длине волны излучения, диаметре пучка, начальном распределении интенсивности пучка, виде и размере апертуры сенсора, размере единичной площадки на сенсоре (размере пикселя), а также положении сенсора относительно среды. Программа отображает профили распределений (начального и после прохождения среды), вычисляет общий фазовый набег пучка, а также гистограммы, характеризующие долю фотонов, испытавших определённое количество событий рассеяния (порядок рассеяния) (Рис. 23).

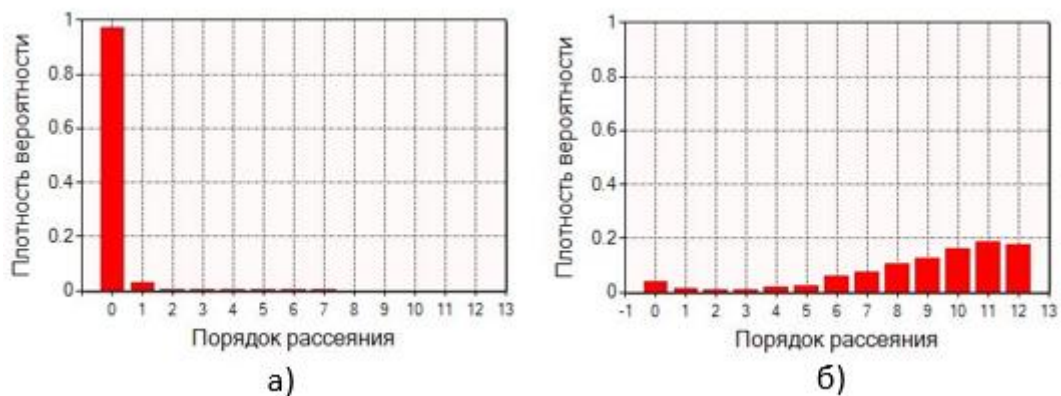


Рис. 23. Гистограммы, характеризующие долю фотонов, испытавших определённое количество событий рассеяния или порядок рассеяния: а) для слоя среды с концентрацией рассеивателей  $1.3 \cdot 10^5 \text{ мм}^{-3}$ , б) с концентрацией  $1.4 \cdot 10^6 \text{ мм}^{-3}$ .

В качестве примера результатов, получаемых с помощью программы, на Рис. 24 приведены распределения интенсивности излучения, прошедшего рассеивающую среду с концентрациями частиц  $1.5 \cdot 10^5 \text{ мм}^{-3}$ ,  $3.8 \cdot 10^5 \text{ мм}^{-3}$  и  $7.5 \cdot 10^5 \text{ мм}^{-3}$ , а также профили распределений. Параметр FWHM (Full width at half maximum) называется полной шириной на уровне половинной амплитуды и показывает степень уширения пучка света. Видно, что с ростом концентрации рассеивающих частиц в среде от  $1.5 \cdot 10^5 \text{ мм}^{-3}$  до  $7.5 \cdot 10^5 \text{ мм}^{-3}$  параметр FWHM увеличивается примерно в 1.5 раза. В результате при фокусировке излучения это



приводит к увеличению диаметра фокального пятна и уменьшению его пиковой интенсивности, то есть к уменьшению плотности энергии.

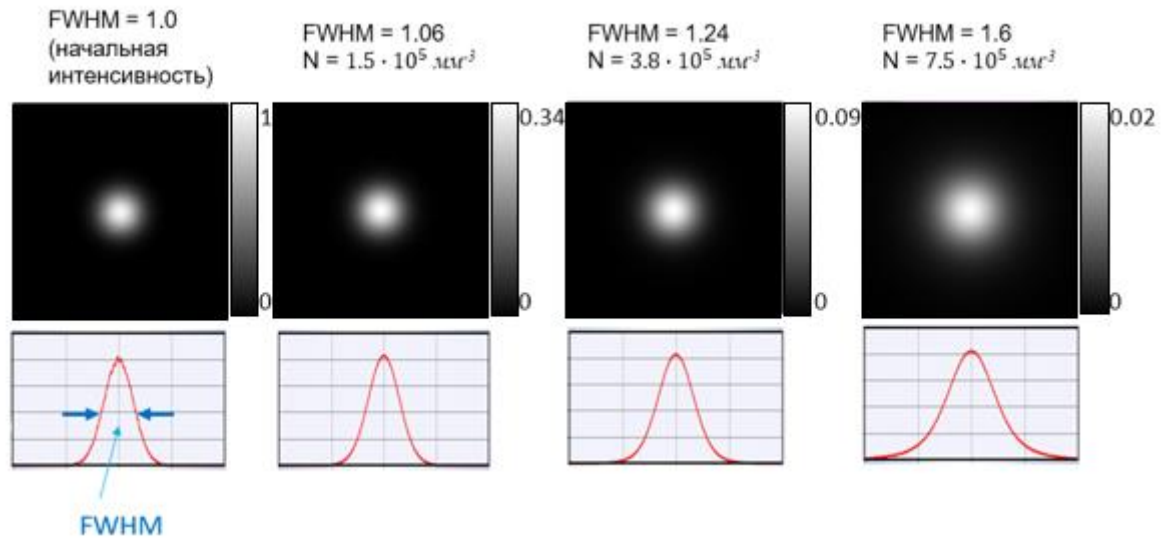


Рис. 24. Распределения интенсивности (верхний ряд) и профили распределений (нижний ряд) лазерного пучка, прошедшего рассеивающую среду с концентрациями частиц  $1.5 \cdot 10^5 \text{ мм}^{-3}$ ,  $3.8 \cdot 10^5 \text{ мм}^{-3}$  и  $7.5 \cdot 10^5 \text{ мм}^{-3}$ .

### 1.7.3. Верификация модели

Для подтверждения правильности реализованной модели распространения лазерного излучения сквозь рассеивающую среду было проведено количественное сравнение полученных в настоящей работе результатов [141] с результатами модели «MCM», написанной Лионгом Вангом и Стивеном Джакесом [76]. Ниже приводятся параметры модели, выбранные для сравнения.

Таблица 1. Параметры, выбранные для верификации модели.

Параметр	Значение
Толщина полубесконечного слоя среды	10 мм
Диаметр полистироловых микросфер	1 мкм
Концентрация рассеивателей	$1.5 \cdot 10^5 \text{ мм}^{-3}$
Начальная апертура лазерного пучка	6.8 мм
Апертура приемной площадки сенсора	10×10 мм
Фактор анизотропии	0.9

Коэффициент рассеяния	$0.2 \text{ мм}^{-1}$
-----------------------	-----------------------

В качестве критериев сравнения получаемых результатов были выбраны следующие:

- 1) количество фотонов, прошедших сквозь слой рассеивающей среды и отраженных от неё;
- 2) количество фотонов с заданным порядком рассеяния (количество фотонов, испытавших 1, 2 и т.д. событий рассеяния);
- 3) количество фотонов, регистрируемых на заданном участке сенсора (в процентах от общего числа фотонов, регистрируемых на сенсоре).

Таблица 2 содержит результаты сравнения разработанной модели и MCML.

Таблица 2. Сравнение результатов разработанной модели и MCML.

Критерий	MCML	Созданная модель
Количество прошедших фотонов, %	94.38	94.377
Количество отраженных фотонов, %	5.62	5.623
Доля однократно рассеянных фотонов, %	25.08	25.06
Доля двукратно рассеянных фотонов, %	23.91	23.91
Доля фотонов с порядком рассеяния N=3, %	16.28	16.288
Доля фотонов с порядком рассеяния N=4, %	9.11	9.12
Доля фотонов с порядком рассеяния N=5, %	4.66	4.66
Доля фотонов с порядком рассеяния N=6, %	2.41	2.41
Доля фотонов с порядком рассеяния N=7, %	1.37	1.37
Доля фотонов, попавших в круг радиуса = 100мкм, %	16.54	16.55
Доля фотонов, попавших в кольцо ( $r_1 = 100\text{мкм}$ , $r_2 = 200\text{мкм}$ ), %	3.35	3.33
Доля фотонов, попавших в кольцо ( $r_1 = 200\text{мкм}$ , $r_2 = 300\text{мкм}$ ), %	3.41	3.42
Доля фотонов, попавших в кольцо ( $r_1 = 300\text{мкм}$ , $r_2 = 400\text{мкм}$ ), %	3.39	3.37

$r_2 = 400\text{мкм}$ ), %		
Доля фотонов, попавших в кольцо ( $r_1 = 400\text{мкм}$ , $r_2 = 500\text{мкм}$ ), %	3.3	3.29
Доля фотонов, попавших в кольцо ( $r_1 = 500\text{мкм}$ , $r_2 = 600\text{мкм}$ ), %	3.16	3.16

Рассчитать точность воспроизведения результатов, получаемых в модели MCML, можно по формуле:

$$AVERAGE \left( \frac{MIN(R_{our}, R_{MCML})}{MAX(R_{our}, R_{MCML})} \cdot 100 \% \right), \quad (20)$$

где *AVERAGE* — оператор, рассчитывающий среднее значение по выборке чисел, в данном случае — по значениям во 2-м и 3-м столбцах таблицы,

*MIN* — оператор, выбирающий минимальное из 2 чисел,

*MAX* — оператор, выбирающий максимальное из 2 чисел,

$R_{our}$  — результат, получаемый в разработанной нами модели (3-й столбец таблицы),

$R_{MCML}$  — результат, получаемый в модели MCML (2-й столбец таблицы).

Расчётная точность воспроизведения результатов, полученная по формуле (21), превышает 99 %.

Таким образом, реализованная компьютерная модель распространения лазерного излучения сквозь рассеивающую среду достаточно точно воспроизводит как общее количество прошедших/отражённых фотонов, так и угловое распределение фотонов на сенсоре по круговым и кольцевым областям разных диаметров.

## Выводы к главе 1

1. Была создана численная модель распространения монохроматического лазерного излучения сквозь слой рассеивающей среды. Модель

позволяла изменять такие параметры, как размеры слоя рассеивающей среды, радиус и концентрацию рассеивателей, показатели преломления рассеивателей и среды, количество фотонов, длину волны излучения, диаметр пучка, начальное распределение интенсивности пучка, вид и размер апертуры сенсора, размер единичной площадки на сенсоре (размер пикселя), а также положение сенсора относительно среды. Модель была реализована в виде приложения с графическим интерфейсом для операционной системы Windows. Проведённые численные оценки показали уширение лазерного пучка при прохождении сквозь рассеивающую среду с концентрацией частиц в диапазоне от  $10^5$   $\text{мм}^{-3}$  до  $10^6$   $\text{мм}^{-3}$ . Получаемые в модели данные верифицировались с использованием аналогичной модели «МСМЛ», написанной Л. Вангом и С. Джакесом. Точность воспроизведения результатов составила более 99 %.

2. Были получены зависимости количества баллистических, приосевых и диффузных фотонов, прошедших сквозь рассеивающую среду, от концентрации рассеивателей, на основании чего даны оценки возможности улучшения фокусировки пучка.

## **Глава 2. Измерение усреднённого волнового фронта излучения, распространяющегося сквозь рассеивающую среду**

### **2.1. Принцип Шака-Гартмана**

Как было показано в главе 1, реализованная модель распространения лазерного пучка сквозь слой оптически неоднородной среды позволяет рассчитывать распределение интенсивности излучения и показывает, что с ростом концентрации рассеивающих частиц лазерный пучок уширяется. Однако возникает вопрос о том, насколько корректно говорить о фазе или о волновом фронте излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды. Традиционная адаптивная оптика работает с фазой излучения — улучшает качество изображения наблюдаемого объекта или качество фокусировки лазерного пучка на мишени путём компенсации aberrаций волнового фронта. С точки зрения геометрической оптики в этом случае каждую точку на поверхности фазового корректора можно соединить единственным лучом с соответствующей точкой на приёмнике излучения. С другой стороны, если говорить о методах формирования волнового фронта (wavefront shaping), рассмотренных в пункте 1.5.1, то такого взаимно-однозначного соответствия между точками установить нельзя ввиду сильного многократного рассеяния света в объекте, в результате которого все лучи «перемешиваются» и формируют на приёмнике спекл-структуру вместо желаемого изображения объекта или фокального пятна. Два рассмотренных режима — режим, в котором работает традиционная адаптивная оптика, и режим, в котором применяются методы формирования волнового фронта, — представляют собой два крайних, пограничных случая. В первом случае пространственная когерентность сохраняется по всей апертуре пучка, во втором случае — фаза в каждой точке апертуры не связана с фазой в соседних точках, то есть пространственная когерентность теряется. Однако, как было показано в главе 1, количество баллистических фотонов (когерентная составляющая) преобладает в излучении, распространяющемся сквозь слой

рассеивающей среды с рассматриваемыми нами концентрациями от  $10^5$  мм<sup>-3</sup> до  $10^6$  мм<sup>-3</sup>. И, например, для концентрации  $7.4 \cdot 10^5$  мм<sup>-3</sup> всего 20 % фотонов — приосевые и 10 % — диффузные. Таким образом, можно считать, что мы работаем в некоем срединном режиме, так называемом режиме кроссовера [85], когда можно вести речь о среднем волновом фронте или об усреднённой фазе.

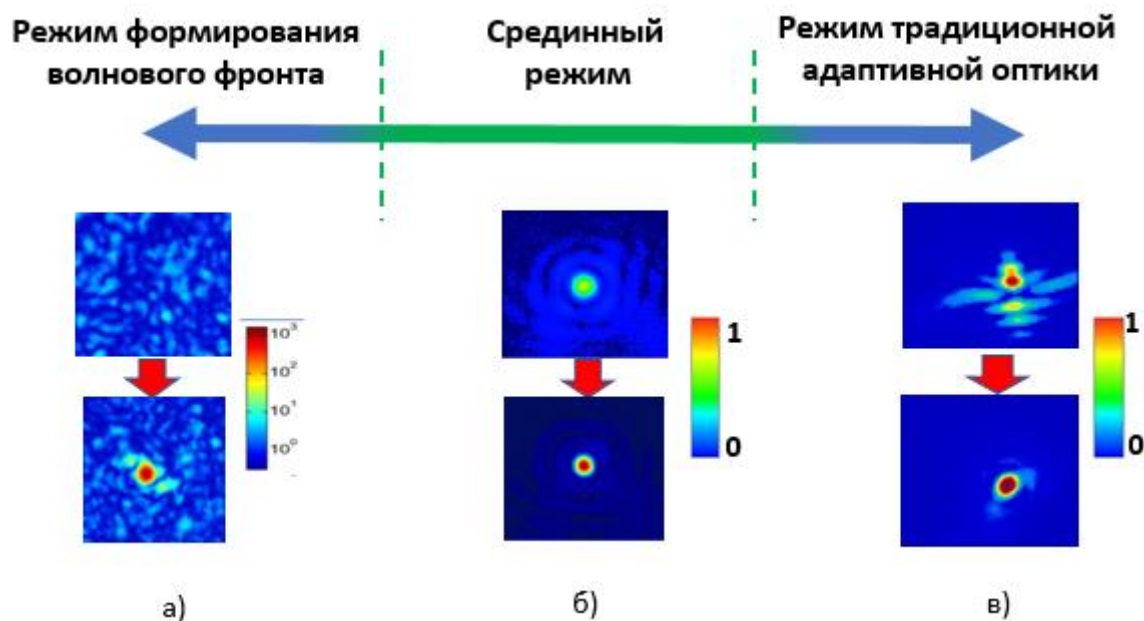


Рис. 25. Режимы управления излучением: а) режим формирования волнового фронта (применяется для сильно рассеивающих сред), б) срединный режим (применяется для умеренно рассеивающих сред), в) режим традиционной адаптивной оптики (применяется для нерассеивающих сред).

Для того, чтобы определить, вносит ли рассеивающая среда какие-либо искажения в волновой фронт излучения и если да, то какой величины, мы применили принцип, используемый в датчике Шака-Гартмана, который заключается в следующем. Волновой фронт делится на большое число субапертур с помощью микролинзового раstra, представляющего собой тонкую плоскую пластину с вытравленной на ней сеткой микролинз диаметром порядка 100–300 мкм каждая. Излучение, прошедшее сквозь микролинзы раstra, формирует в плоскости сенсора картину из фокальных пятен (Рис. 26).

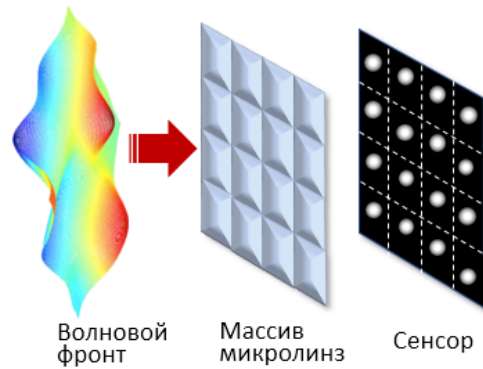


Рис. 26. Формирование набора фокальных пятен с помощью микролинзового раstra в датчике Шака-Гартмана.

Поскольку размер микролинзы достаточно мал, считается, что в пределах одной микролинзы волновой фронт плоский и единственная, присутствующая в нём абберация, — это наклон по 2 координатам. В случае, если наклон нулевой, то есть волновой фронт в пределах субапертуры параллелен плоскости микролинзы, то излучение сфокусируется в центре соответствующей субапертуры сенсора. Если же в пределах микролинзы волновой фронт имеет наклоны, то фокальное пятно на сенсоре будет смещено относительно центра субапертуры пропорционально величине этих наклонов (Рис. 27). Иными словами, измерив смещения фокального пятна  $S_x$  и  $S_y$  по оси  $X$  и по оси  $Y$ , соответственно, мы можем определить значения частных производных волнового фронта  $W$  в пределах одной субапертуры:

$$\left\{ \begin{array}{c} \frac{\partial W(x, y)}{\partial x} \\ \frac{\partial W(x, y)}{\partial y} \end{array} \right\} = \frac{1}{f} \left\{ \begin{array}{c} S_x \\ S_y \end{array} \right\}, \quad (22)$$

где  $\frac{\partial W(x, y)}{\partial x}$ ,  $\frac{\partial W(x, y)}{\partial y}$  — частные производные волнового фронта,

$f$  — фокусное расстояние микролинзы,

$S_x$ ,  $S_y$  — смещения фокального пятна по оси  $X$  и  $Y$ .

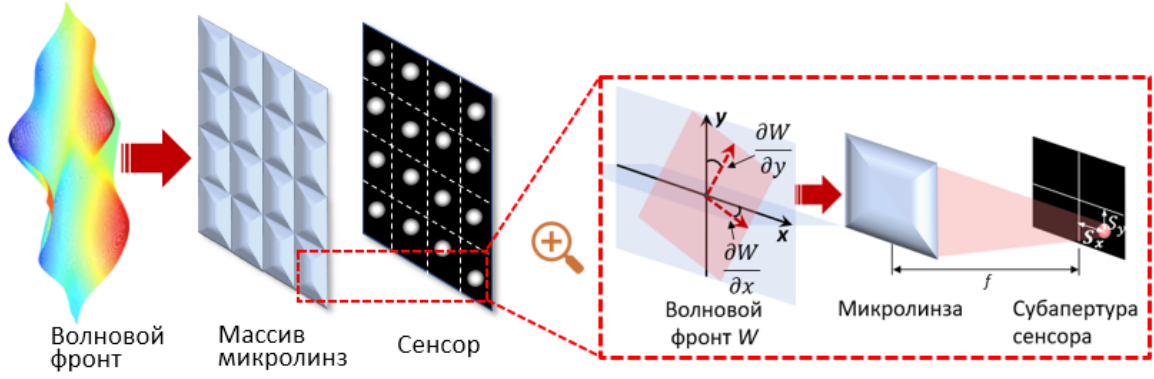


Рис. 27. Вычисление производной волнового фронта  $W$  путём измерения смещений  $S_x$ ,  $S_y$  фокального пятна относительно центра субапертуры в плоскости сенсора.

С другой стороны, для графического и аналитического представления поверхность волнового фронта можно аппроксимировать полиномами, например, традиционно используемыми в оптике полиномами Цернике [142, 145]. Эти полиномы являются ортогональными в круге единичного радиуса и задаются аналитически в полярных координатах:

$$Z_n^l(\rho, \vartheta) = \begin{cases} R_n^l(\rho) \cdot \cos(l \cdot \vartheta) & \text{для } l \leq 0 \\ R_n^l(\rho) \cdot \sin(l \cdot \vartheta) & \text{для } l > 0 \end{cases} \quad (23)$$

$$R_n^l(\rho) = R_n^{n-2m}(\rho) = \sum_{s=0}^m (-1)^s \cdot \frac{(n-s)!}{s! \cdot (m-s)! \cdot (n-m-s)!} \cdot \rho^{n-2s}. \quad (24)$$

Тогда произвольный волновой фронт  $W$  можно представить в виде разложения по полиномам Цернике:

$$W = \sum_{i=0}^N a_i \cdot Z_i(x, y) = \sum_{n=0}^k \sum_{m=0}^n a_{nm} \cdot Z_n^l(\rho, \vartheta), \quad (25)$$

где  $a_{nm}$  — коэффициент при полиноме Цернике, показывающий величину соответствующей аберрации,

$N$  — количество используемых полиномов Цернике,

$$l = n - 2m.$$



Зная аналитическое представление полиномов, мы можем вычислить их частные производные  $\frac{\partial W(x,y)}{\partial x}$  и  $\frac{\partial W(x,y)}{\partial y}$ :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial W(x,y)}{\partial x} \\ \frac{\partial W(x,y)}{\partial y} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} \sum_i^N a_i \cdot \frac{\partial Z_i(x,y)}{\partial x} \\ \sum_i^N a_i \cdot \frac{\partial Z_i(x,y)}{\partial y} \end{array} \right\}. \quad (26)$$

Таким образом, с одной стороны, производные волнового фронта  $\frac{\partial W(x,y)}{\partial x}$  и  $\frac{\partial W(x,y)}{\partial y}$  можно выразить аналитически через полиномы Цернике, а с другой — значения производных можно вычислить из смещений фокальных пятен  $S_x$  и  $S_y$  на сенсоре:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial W(x,y)}{\partial x} \\ \frac{\partial W(x,y)}{\partial y} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} \sum_i^N a_i \cdot \frac{\partial Z_i(x,y)}{\partial x} \\ \sum_i^N a_i \cdot \frac{\partial Z_i(x,y)}{\partial y} \end{array} \right\} = \frac{1}{f} \begin{Bmatrix} S_x \\ S_y \end{Bmatrix}. \quad (27)$$

В результате получается переопределённая система линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) с неизвестными коэффициентами разложения  $a_i$ . Для решения СЛАУ и нахождения коэффициентов  $a_i$  использовался метод наименьших квадратов [146].

## 2.2. Модель измерения усреднённого волнового фронта

Для того, чтобы реализовать описанный выше способ оценки искажений волнового фронта, модель распространения лазерного излучения, представленная в главе 1, была модифицирована соответствующим образом [147, 148]. Перед плоскостью сенсора был размещён массив микролинз диаметром 150 мкм каждая и фокусным расстоянием 6 мм (Рис. 28).

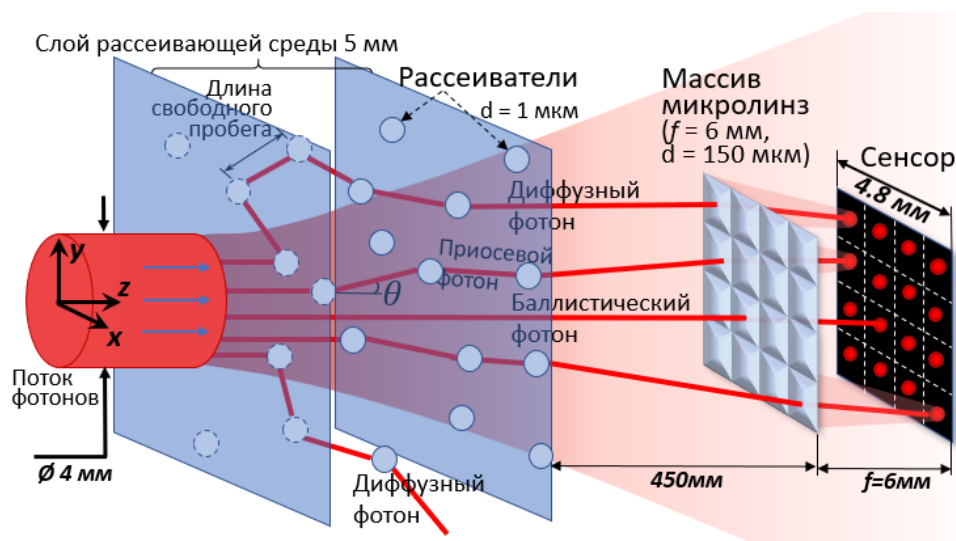


Рис. 28. Схема распространения лазерного излучения сквозь слой рассеивающей среды и анализа искажений усреднённого волнового фронта с использованием принципа Шака-Гартмана. Размер массива микролинз  $4 \times 4$  выбран для простоты отображения — в модели и в эксперименте использовался микролинзовый растр размером порядка  $37 \times 37$ .

Поверхность сенсора условно разделяется сеткой с шагом, равным диаметру микролинз. Рассмотрим перемещение  $i$ -го фотона, прошедшего сквозь слой рассеивающей среды и оказавшегося на одной из субапертур линзового растра. Введём локальную декартову систему координат с центром, соответствующим центру микролинзы. В соответствии с законами геометрической оптики луч, параллельный оптической оси, после прохождения линзы окажется точно в её фокусе — это справедливо для баллистических фотонов. Приосевой или диффузный фотон, попавший на линзу, имеет некое случайное направление движения, задаваемое направляющими косинусами по осям  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  —  $u_x, u_y, u_z$ , соответственно. Тогда его положение на сенсоре (координаты  $x_i, y_i, z_i$ ) после прохождения линзы с фокусным расстоянием  $f$  можно вычислить по формулам:

$$\begin{aligned} x_i &= f \cdot u_x / u_z, \\ y_i &= f \cdot u_y / u_z, \\ z_i &= f. \end{aligned} \quad (28)$$

Таким образом, все фотоны, прошедшие сквозь слой рассеивающей среды и попавшие на микролинзовый растр, по законам геометрической оптики перемещаются в плоскость сенсора. Поскольку в модели используется достаточно

большое число фотонов, в плоскости сенсора формируется поле фокальных пятен, называемое гартманогаммой. В качестве примера на Рис. 29 представлена центральная часть гартманогаммы, получаемой при моделировании.

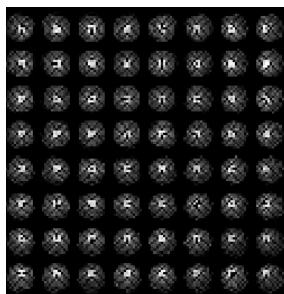


Рис. 29. Центральная часть гартманогаммы, полученной в результате моделирования распространения монохроматического коллимированного лазерного пучка сквозь рассеивающую среду.

Для оценки aberrаций излучения необходимо иметь эталонный, опорный волновой фронт. В отсутствие рассеивающей среды все фотоны будут баллистическими и после прохождения микролинз линзового раstra сосредоточатся в их фокусах, расположенных в центрах соответствующих субапертур сетки на сенсоре. Таким образом, будет сформирована гартманогамма опорного волнового фронта. При наличии рассеивающей среды на пути распространения пучка приосевые и диффузные фотоны попадут на линзы микролинзового раstra под ненулевыми углами относительно своего начального направления движения, параллельного оптической оси системы. В результате в плоскости сенсора камеры сформируются фокальные пятна некоторого диаметра с центрами, вообще говоря, отличными от центров соответствующих субапертур.

Для вычисления координат центров фокальных пятен наиболее быстрым и эффективным является алгоритм нахождения «центра тяжести» пикселей, составляющих фокальное пятно, где в качестве «веса» точки выступает её интенсивность [149]. Использование алгоритма «центра тяжести» обеспечивает высокую скорость обработки информации, что важно в системах реального времени. Кроме того, данный алгоритм является хорошим фильтром, нечувствительным к ложным экстремумам, он устойчив к воздействию помех.

Координаты центра пятна ( $x_c, y_c$ ) рассчитываются по следующим формулам [145, 150, 151]:

$$\begin{aligned} x_c &= \frac{\sum_{i=1}^n x_i \cdot I_i}{\sum_{i=1}^n I_i}, \\ y_c &= \frac{\sum_{i=1}^n y_i \cdot I_i}{\sum_{i=1}^n I_i}, \end{aligned} \quad (29)$$

где  $x_c, y_c$  — координаты центра фокального пятна,

$n$  — количество точек в области суммирования,

$x_i, y_i$  — координаты  $i$ -го пикселя,

$I_i$  — интенсивность  $i$ -го пикселя.

Суммирование проводится по некоторой области, окружающей фокальное пятно. Для простоты обработки и повышения скорости вычислений, как правило, используется набор прямоугольных поисковых областей. Центр каждого прямоугольника приблизительно соответствует центру фокального пятна. Для повышения стабильности работы адаптивной системы используемый алгоритм был модифицирован — для этого использовалась методика отбраковки кадров, не содержащих изображений фокальных пятен [152]. Гартманограмма с изображением поисковых прямоугольников имеет вид, представленный на Рис. 30.



Рис. 30. Пример гартманограммы, полученной в результате моделирования распространения монохроматического коллимированного лазерного пучка сквозь рассеивающую среду, с поисковыми прямоугольниками.

Определив с помощью метода «центра тяжести» координаты центров фокальных пятен и вычислив их смещения относительно центров пятен опорной гартманогаммы, мы восстанавливали усреднённый волновой фронт методом, описанным в разделе 2.1.

Таким образом, для каждого рассматриваемого в работе значения концентрации рассеивателей в результате моделирования распространения излучения формировалась гартманогамма, которая затем обрабатывалась с использованием принципа Шака-Гартмана для восстановления усреднённого волнового фронта. Пример опорной гартманогаммы и гартманогаммы, полученной в результате моделирования распространения лазерного пучка сквозь слой среды с концентрацией рассеивателей  $9.4 \times 10^5 \text{ мм}^{-3}$  представлен на Рис. 31.

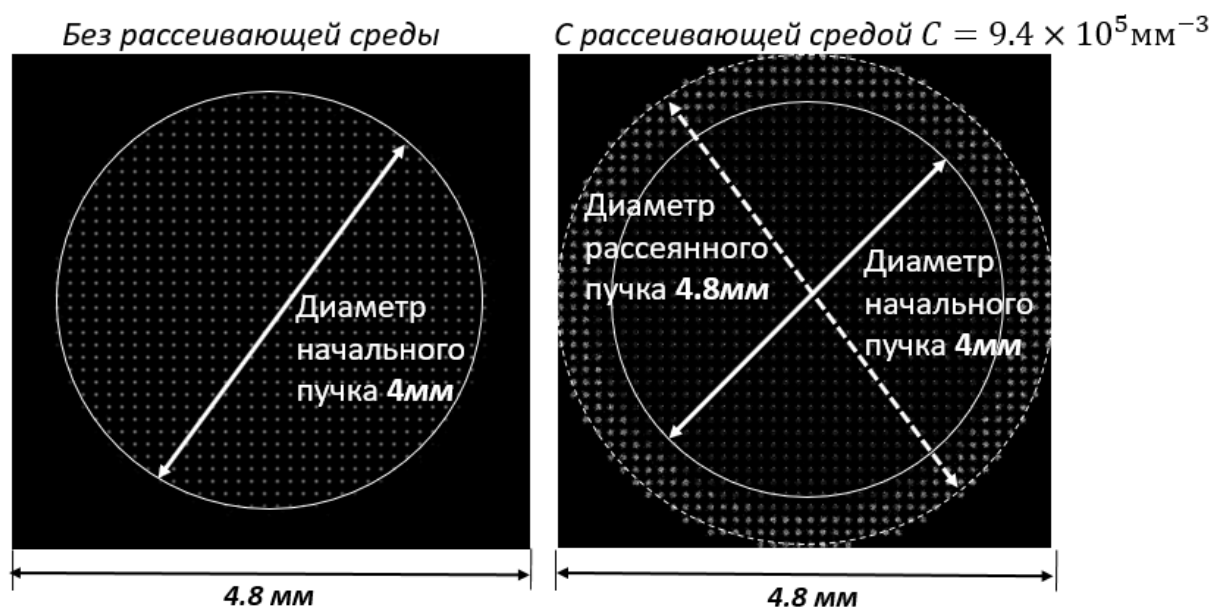


Рис. 31. Модельная гартманогамма опорного волнового фронта (слева) и волнового фронта излучения, прошедшего сквозь слой рассеивающей среды с концентрацией  $9.4 \times 10^5 \text{ мм}^{-3}$  (справа). Видно, что в результате рассеяния пучок уширяется, что приводит к появлению дополнительных периферийных пятен вне начального диаметра 4 мм.

Диаметр начального пучка составлял 4 мм, поэтому на опорной гартманогамме фокальные пятна вне этого диаметра отсутствуют. Однако при распространении пучка сквозь рассеивающую среду происходит его уширение, в результате чего на сенсоре начинают появляться дополнительные фокальные

пятна вне начального диаметра 4 мм, которые смещаются от центра пучка тем больше, чем выше концентрация рассеивателей в среде (в диапазоне рассматриваемых в настоящей работе концентраций). На Рис. 32 представлена полученная в результате численного моделирования гартманограмма с поисковыми прямоугольниками, на которой белыми стрелками указаны направления смещений периферийных фокальных пятен от центров соответствующих субапертур.

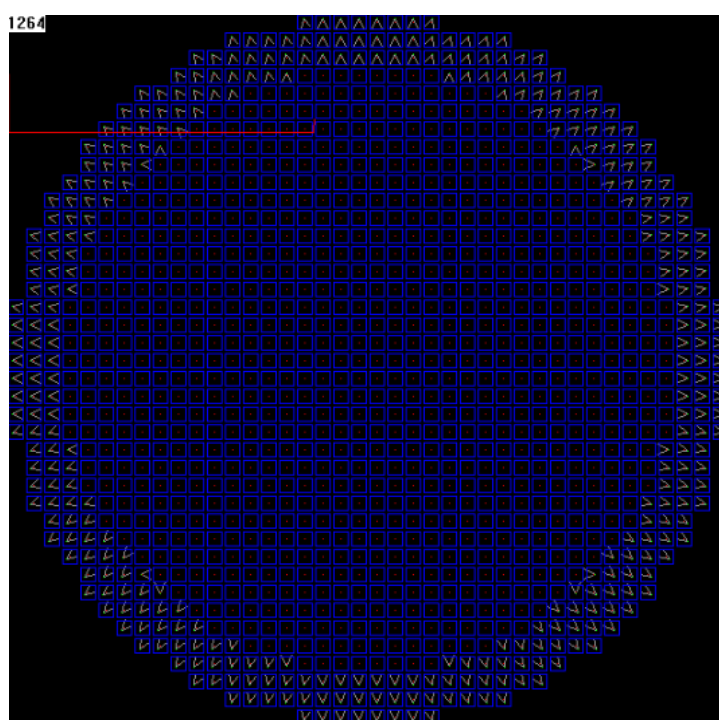


Рис. 32. Направления смещений (белые стрелки) периферийных фокальных пятен гартманограммы, полученной в результате моделирования.

Смоделировав гартманограммы для рассматриваемых в работе значений концентрации рассеивателей, вычислив смещения фокальных пятен и рассчитав по ним усреднённый волновой фронт, можно построить поверхность усреднённой фазы. Для всех рассматриваемых концентраций усреднённые фазовые поверхности выглядят примерно одинаково: они имеют вид «чаши» с практически плоской центральной частью и загнутыми краями, меняется лишь их амплитуда. Пример усреднённой фазовой поверхности излучения, прошедшего сквозь слой рассеивающей среды с концентрацией  $7.4 \times 10^5 \text{ мм}^{-3}$ , представлен на Рис. 33.

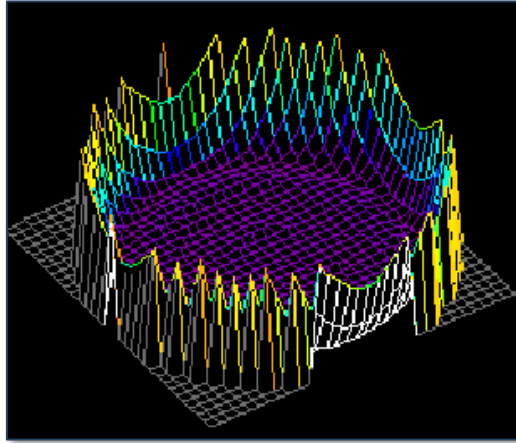


Рис. 33. Усреднённая фазовая поверхность излучения, прошедшего сквозь слой рассеивающей среды с концентрацией  $N = 7.4 \times 10^5 \text{ мм}^{-3}$ .

Расчитанные усреднённые фазовые поверхности для пяти используемых в работе концентраций представлены на Рис. 34.

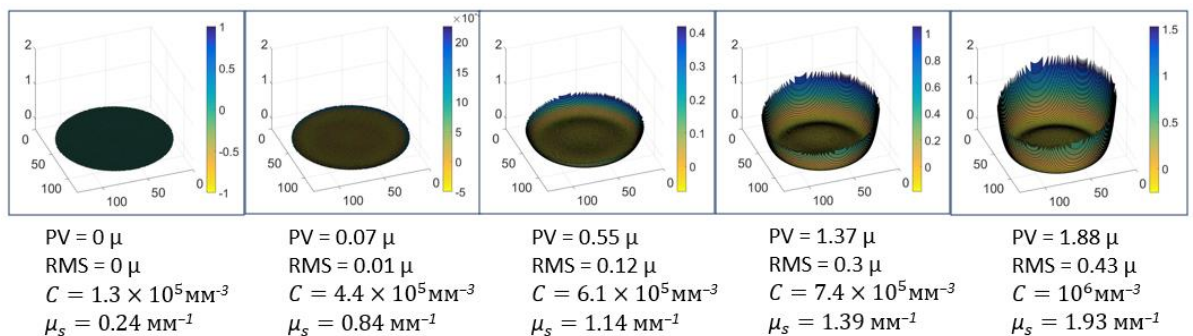


Рис. 34. Расчётные усреднённые фазовые поверхности для пяти рассматриваемых в работе значений концентрации рассеивателей.

Параметр PV (от англ. *peak-to-valley*) показывает амплитуду aberrаций волнового фронта, RMS (от англ. *root mean square*) — среднеквадратичную ошибку. Если  $PV = 0$ , то волновой фронт является плоским.

Как было указано ранее, для аппроксимации волнового фронта мы использовали полиномы Цернике. Поскольку рассеяние Ми на сферических частицах является симметричным, а также в силу того, что выполнялось численное моделирование, исключая погрешности экспериментальной системы, при аппроксимации усреднённого волнового фронта лишь коэффициенты при центрально-симметричных полиномах Цернике (дефокусировка и сферические aberrации) являлись ненулевыми. График

зависимости коэффициентов при центрально-симметричных полиномах Цернике от концентраций рассеивателей приведён на Рис. 35.

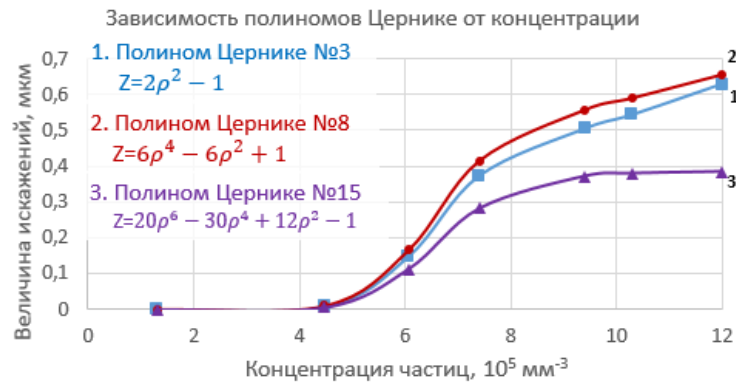


Рис. 35. Коэффициенты при центрально-симметричных полиномах Цернике для концентраций рассеивателей от  $10^5 \text{ мм}^{-3}$  до  $1,2 \times 10^6 \text{ мм}^{-3}$  (кривая 1, квадратные маркеры — полином Цернике №3, кривая 2, круглые маркеры — №8, кривая 3, треугольные маркеры — №15).

Таким образом, разработанная модель показывает, что при увеличении концентрации рассеивателей от  $10^5 \text{ мм}^{-3}$  до  $10^6 \text{ мм}^{-3}$  центрально-симметричные aberrации усреднённого волнового фронта излучения, распространяющегося сквозь слой среды, возрастают от 0 до 0,7 мкм.

### 2.3. Экспериментальные измерения усреднённого волнового фронта

Для верификации разработанной численной модели оценки искажений усреднённого волнового фронта лазерного излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды, была собрана экспериментальная установка, схема и фотография которой представлены на Рис. 36.



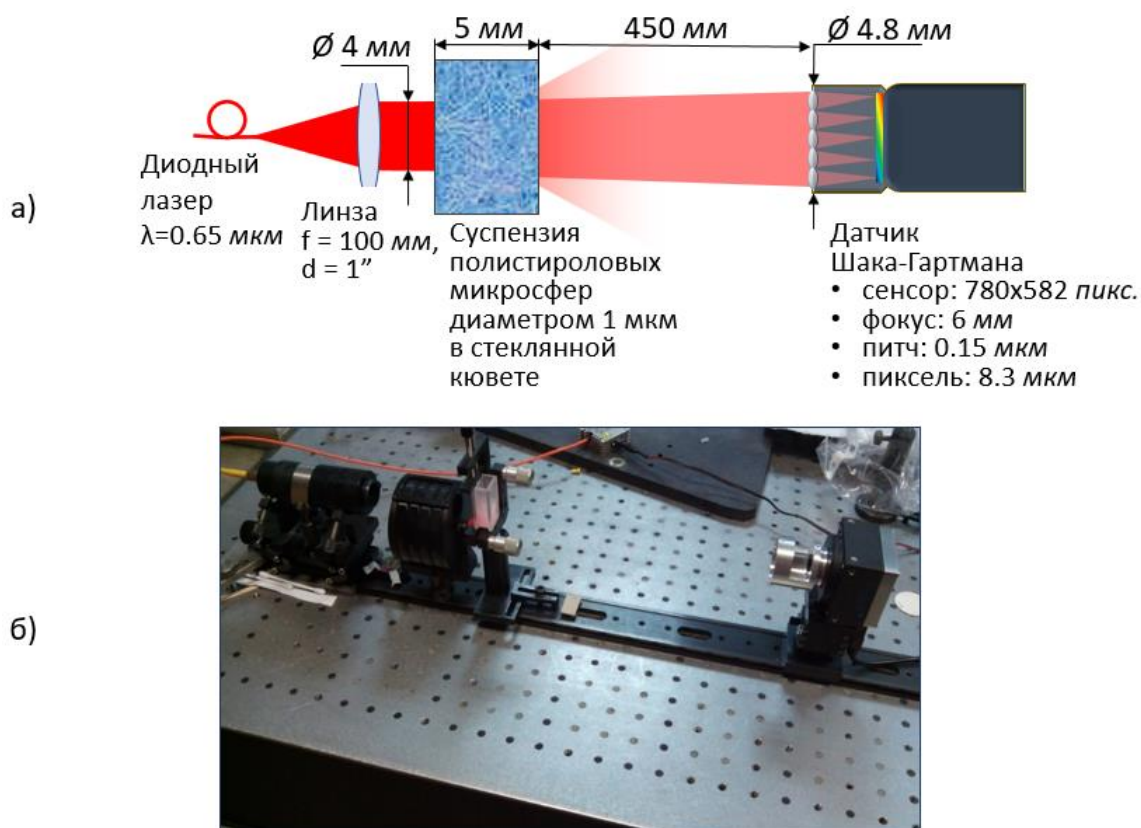


Рис. 36. Схема (а) и фотография (б) экспериментальной установки для измерения искажений усреднённого волнового фронта лазерного излучения, распространяющегося сквозь стеклянную кювету с суспензией полистироловых микросфер диаметром 1 мкм в дистиллированной воде.

Лазерный пучок с длиной волны 0.65 мкм от диодного лазера с волоконным выводом коллимировался с помощью линзы с фокусным расстоянием 100 мм, проходил сквозь стеклянную кювету КФК 5 мм высотой 18 мм, шириной 18 мм и толщиной 5 мм (Рис. 37), изготовленную в компании ООО «Пушинский оптический завод» [82, 153] и содержащую суспензию полистироловых микросфер (Рис. 37а,б) диаметром 1 мкм [154], и падал на датчик волнового фронта Шака-Гартмана [155, 156]. Датчик (Рис. 37в) представлял собой цифровую камеру Basler A302fs с сенсором 1/2" (приёмная площадка сенсора —  $6.4 \times 4.8 \text{ мм}$ ) с линзовым растром (фокусное расстояние 6 мм, расстояние между микролинзами — 150 мкм, количество микролинз — более 1350). Частота кадров камеры составляла 30 Гц.

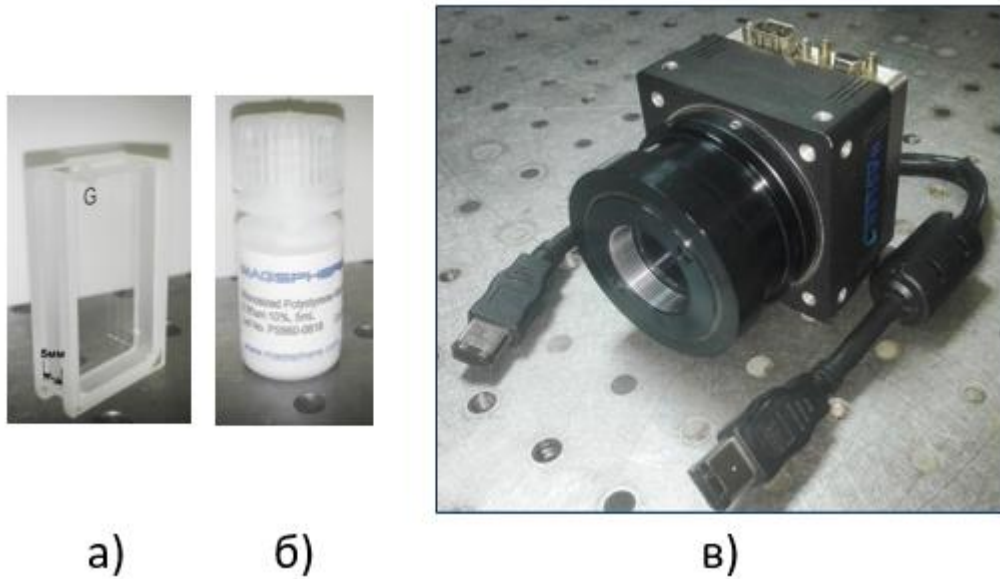


Рис. 37. а) стеклянная кювета КФК 5 мм (полезная толщина 5 мм) производства компании «Пушинский оптический завод»; б) колба с суспензией калиброванных полистироловых микросфер диаметром 1 мкм производства компании Magsphere; в) фотография датчика Шака-Гартмана с цифровой видеокамерой Basler A302fs.

### 2.3.1. Расчёт концентрации рассеивающей среды

Для проведения экспериментальных измерений в качестве рассеивающей среды была выбрана суспензия калиброванных полистироловых микросфер диаметром 1 микрон, взвешенных в дистиллированной воде. Полистироловые микросферы часто используются в экспериментах по изучению рассеяния лазерного излучения [82] благодаря однородности размера, удобству контроля их концентрации и пренебрежимо малому показателю поглощения в видимой части электромагнитного спектра, что видно из графиков зависимости действительной  $n_r$  и мнимой  $n_i$  части показателя преломления от длины волны излучения, представленных на Рис. 38.

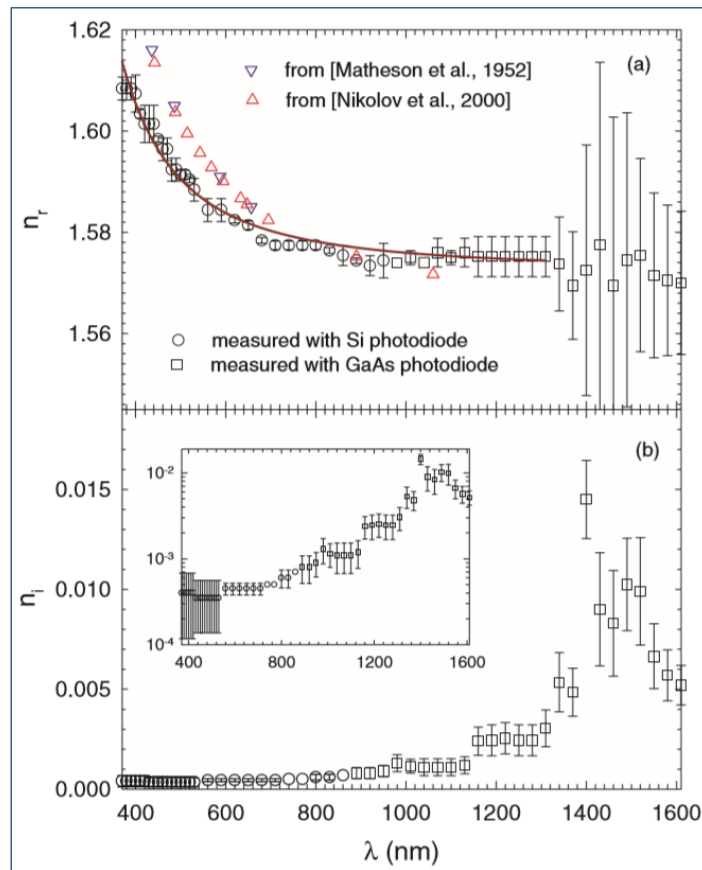


Рис. 38. Зависимость действительной ( $n_r$ ) и мнимой ( $n_i$ ) части показателя преломления полистироловых микросфер от длины волны ( $\lambda$ ) излучения.

В наших экспериментах использовалась 10%-я суспензия полистироловых микросфер ёмкостью 5 мл от компании Magsphere, Inc., Pasadena, CA, USA [154]. Полистироловые микросферы в Magsphere производятся по запатентованной технологии эмульсионной полимеризации и проходят строгий контроль качества. Согласно спецификации, вариации диаметра микросфер не превышают 10 % от заявленного значения. Для проведения качественных оценок рассеяния излучения в моносферной среде такая погрешность представляется вполне допустимой.

Поскольку известен начальный объём суспензии в заводской колбе —  $5 \text{ см}^3$ , известна доля полистироловых микросфер — 10 % и известен номинальный диаметр микросферы — 1 мкм, необходимо вычислить концентрацию полистироловых микросфер, поскольку этот параметр является ключевым для проведения модельных измерений. Поэтому в эксперименте он должен быть

максимально близко к тому значению, которое использовалось при моделировании.

Вычислив объём 1 микросферы радиусом  $r = 0.5$  мкм по формуле объёма шара  $V_{sph} = \frac{4}{3}\pi r^3 = 0.5236 \text{ мкм}^3$ , можно найти концентрацию исходного раствора  $C_{init}$ :

$$C_{init} = \frac{N_{sph}}{V_{susp}} = \frac{V_{total\_sph}/V_{sph}}{V_{susp}} = 0.19099 \text{ мкм}^{-3}, \quad (30)$$

где  $N_{sph}$  — количество микросфер в колбе,

$V_{susp}$  — объём суспензии (микросферы и дистиллированная вода), равный  $5 \text{ см}^3$  или  $5 \times 10^{12} \text{ мкм}^3$ ,

$V_{total\_sph}$  — объём всех микросфер в колбе, т.е. 10 % от  $5 \text{ см}^3$  или  $5 \times 10^{11} \text{ мкм}^3$ ,

$V_{sph}$  — объём одной микросферы,  $\text{мкм}^3$ .

Начальная концентрация раствора полистироловых микросфер исключительно высока для проведения каких-либо измерений, поскольку лазерный пучок в такой среде полностью рассеивается. Поэтому в реальных лабораторных экспериментах начальный раствор приходилось разбавлять дистиллированной водой и измерять его концентрацию.

### 2.3.2. Экспериментальное измерение концентрации рассеивателей

Наиболее оптимальным для экспериментального измерения концентрации представлялся оптический метод. Для этого мы использовали закон Бугера-Ламберта-Бэра [81, 82], согласно которому ослабление (Рис. 39) параллельного монохроматического пучка света при распространении его сквозь рассеивающую и поглощающую среду происходит экспоненциально:

$$I_1 = I_0 \cdot e^{-\mu_e l}, \quad (31)$$

где  $I_1$  — распределение интенсивности пучка после прохождения среды,

$I_0$  — распределение интенсивности пучка до прохождения среды,

$\mu_e$  — показатель экстинкции,  $\text{мм}^{-1}$ ,

$l$  — толщина слоя среды, мм.

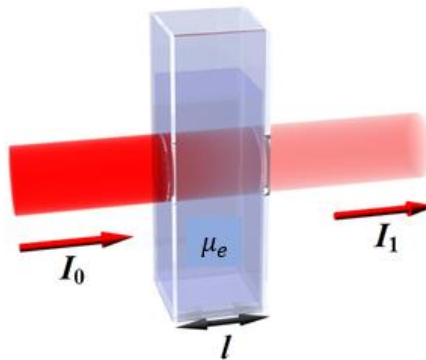


Рис. 39. Ослабление интенсивности коллимированного монохроматического пучка света в результате прохождения сквозь слой рассеивающей среды.

Для экспериментальной оценки концентрации рассеивающей среды была собрана установка, изображённая на Рис. 40.

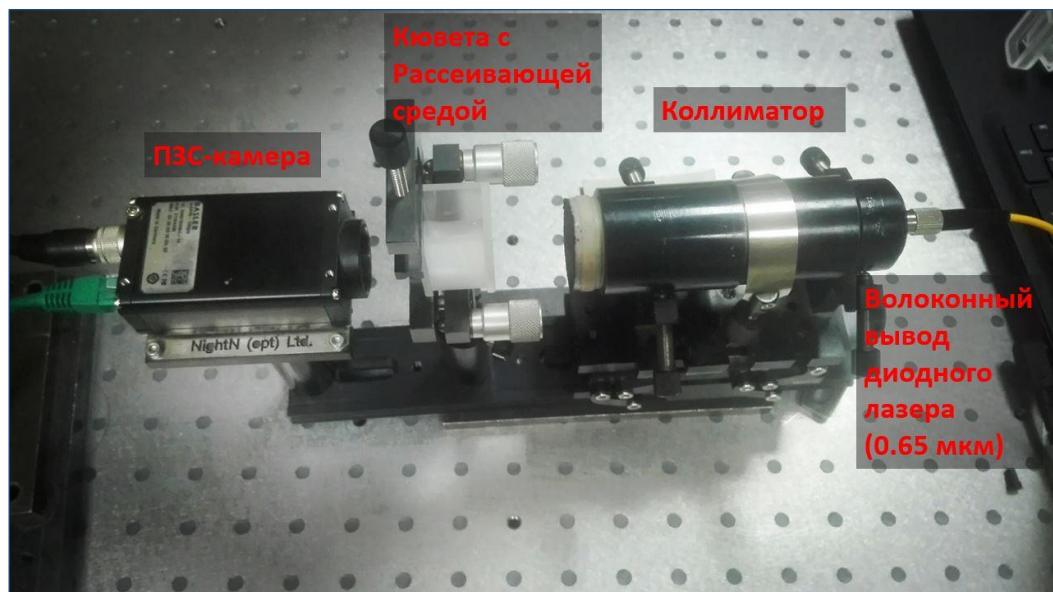


Рис. 40. Установка для измерения концентрации рассеивающей среды. Расстояние от выходной апертуры коллиматора до кюветы составляло 45 мм, от кюветы до сенсора ПЗС-камеры — 35 мм.

Для измерения уровня интенсивности лазерного пучка, прошедшего сквозь рассеивающую среду, использовалась ПЗС-камера Basler scA640-120gm с  $\frac{1}{4}$ -дюймовым сенсором с разрешением  $659 \times 494$  пикселей (физический размер сенсора  $3.69 \times 2.77$  мм) и размером пикселя 5.6 мкм. Перед выполнением собственно эксперимента была проведена калибровка камеры на предмет линейности отклика сенсора на используемом участке чувствительности для заданной длины волны излучения. Для этого сенсор камеры засвечивался коллимированным лазерным пучком диаметром 2 мм, а затем на пути пучка устанавливалась стеклянная кювета КФК 5 мм. Поскольку коэффициент отражения от одной грани стекла составляет 4 %, суммарная доля интенсивности излучения, проходящего сквозь 4 грани (2 стенки кюветы толщиной 1 мм каждая) кюветы должна составить порядка 84.9 %. В эксперименте были получены значения 83–85 %. Затем в оптический тракт последовательно устанавливались 2, 3, 4 и 5 стеклянных кювет и измерялась интегральная интенсивность пучка. Во всех случаях отличие экспериментальной пропускающей способности от расчётной составляло не более 1–3 %. Таким образом, было установлено, что ПЗС-камеру можно использовать для относительных измерений интенсивности лазерного пучка.

Для сравнения уровней суммарных интенсивностей лазерного пучка, прошедшего трассу с кюветой с рассеивающей средой и без неё (с дистиллированной водой), была разработана утилита Image Comparer, графический интерфейс которой представлен на Рис. 41.

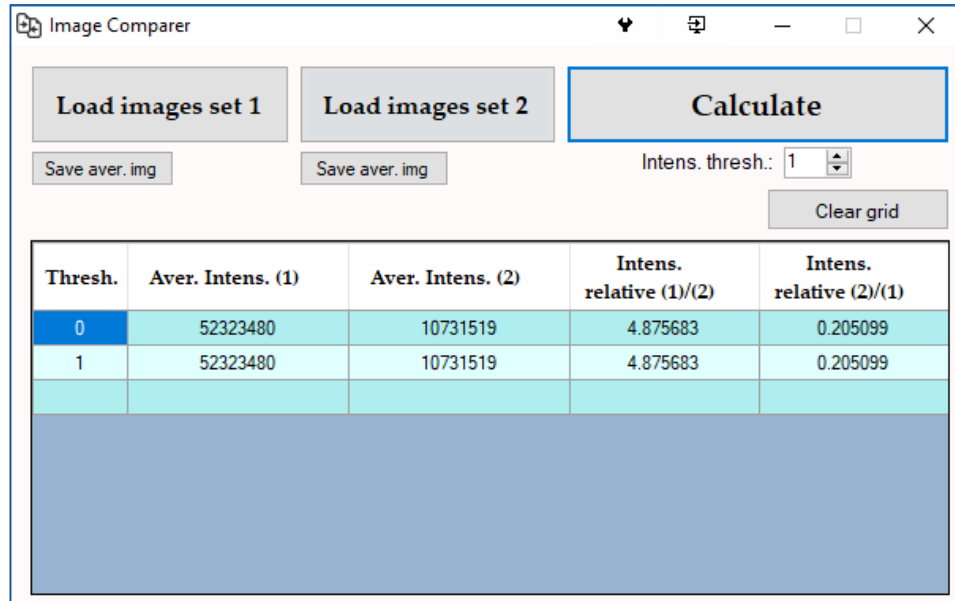


Рис. 41. Графический интерфейс утилиты Image Comparer для сравнения средних интенсивностей двух наборов изображений. Первая колонка таблицы отображает пороговое значение интенсивности пикселей, которые не учитывались в вычислении, 2-я и 3-я колонки отображают сумму значений интенсивности для 1-го и 2-го набора изображений, соответственно, 4-я и 5-я колонки отображают отношения суммарных интенсивностей из 2-й и 3-й колонок.

Утилита позволяла загружать 2 набора растровых изображений и устанавливать пороговое значение интенсивности. В утилите использовался следующий алгоритм. Из загружаемых 8-битных растровых изображений извлекались значения яркости каждого пикселя в оттенках серого (от 0 до 255). Если значение яркости пикселя было больше установленного порога (например, порога, равного 1, как на Рис. 41), оно добавлялось в сумматор. Если загружалось более одного изображения, то выполнялось усреднение яркости пикселей по всем изображениям. Таким образом, загружая 2 разных набора изображений — для пучка, прошедшего трассу с кюветой с рассеивающей средой и с кюветой с дистиллированной водой — можно было вычислить абсолютные уровни яркости каждого набора, а также посчитать их отношение, что и требовалось для решения нашей задачи.

Использование порога интенсивности было необходимо для корректной оценки уровня яркости. Поскольку сенсор ПЗС-камеры имел собственные шумы (фотонный, шум темного сигнала, шум переноса), уровень яркости пикселей на сенсоре даже в отсутствие засветки лазерным пучком являлся ненулевым. Для

используемой в эксперименте камеры Basler scA640-120gm измеренный шум составлял 1 ед. яркости (из 255). Поэтому пороговое значение в программе Image Comparer было равно 1.

Для более точной оценки уровня яркостей использовалось усреднение по 20 изображениям. То есть для пучка, прошедшего трассу с кюветой с рассеивающей средой и для пучка, прошедшего трассу с кюветой с дистиллированной водой, были записаны серии из 20 изображений, которые затем обрабатывались с помощью утилиты Image Comparer.

Таким образом, зная экспериментально измеренные значения интенсивности излучения до и после добавления в кювету суспензии полистироловых микросфер и зная толщину кюветы, из закона Бугера-Ламберта-Бэра мы можем вычислить показатель экстинкции  $\mu_e$ :

$$\mu_e = -\frac{\ln\left(\frac{I_1}{I_0}\right)}{l}. \quad (32)$$

Однако, поскольку для используемой длины волны 0.65 мкм поглощением полистироловых микросфер можно пренебречь, как было показано ранее, показатель экстинкции  $\mu_e$  становится равным показателю рассеяния  $\mu_s$ . Далее, зная толщину рассеивающего слоя, диаметр рассеивателей, показатель рассеяния и длину волны излучения, в численной модели, описанной в главе 1, итерационным способом подбиралось значение концентрации рассеивателей и значение показателя рассеяния  $\mu_s$  такое, чтобы соотношение интенсивностей до и после добавления рассеивателей в кювету совпадало с экспериментально полученным результатом.

### 2.3.3. Результаты экспериментальных измерений усреднённого волнового фронта

В эксперименте, как и в модели, анализ усреднённого волнового фронта лазерного пучка с начальным диаметром 4 мм проводился в круге диаметром



4.8 мм, центр которого совпадал с центром сенсора камеры (Рис. 42). Увеличение апертуры по сравнению с начальным размером пучка было вызвано необходимостью анализа вклада приосевых и диффузных фотонов в усреднённый волновой фронт излучения.

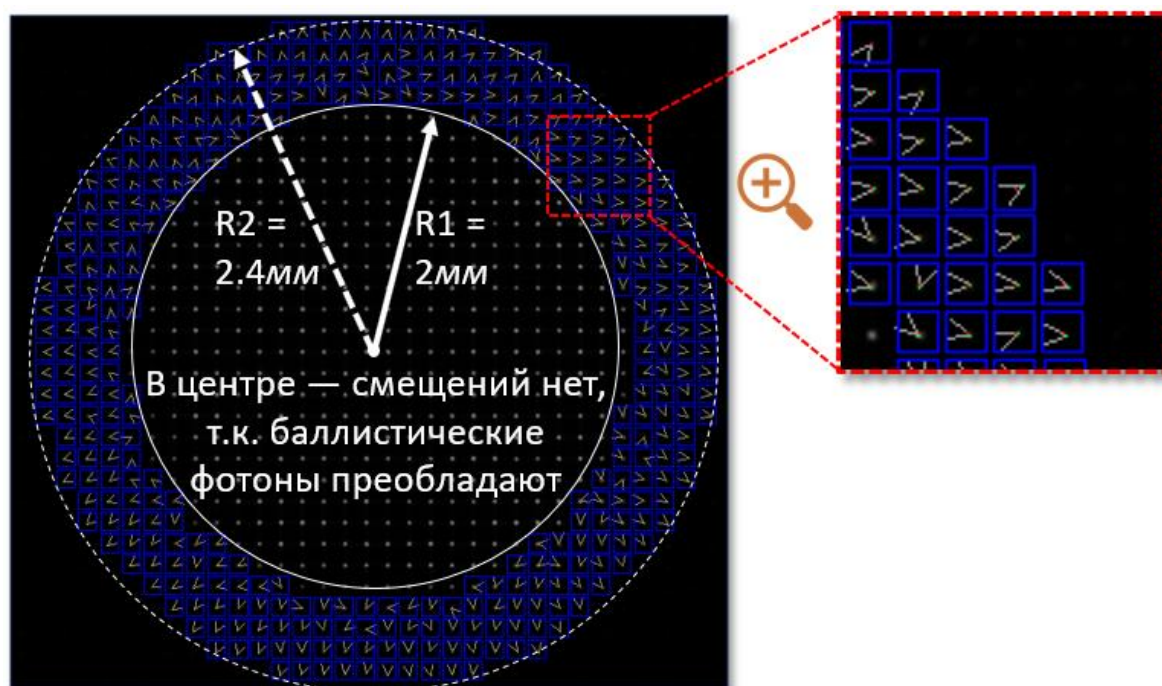


Рис. 42. Гартманогамма, сформированная на датчике Шака-Гартмана. На выделенной красным пунктиром увеличенной области показаны направления смещений фокальных пятен, находящихся вне начального диаметра пучка 4 мм.

После расчёта смещений фокальных пятен определялись коэффициенты при полиномах Цернике, с помощью которых аппроксимировался усреднённый волновой фронт. Зависимость коэффициентов при симметричных полиномах Цернике №3, №8 и №15 [143] от концентрации полистироловых микросфер представлена на Рис. 43. Измерения на датчике Шака-Гартмана проводились при усреднении по 10 кадрам.

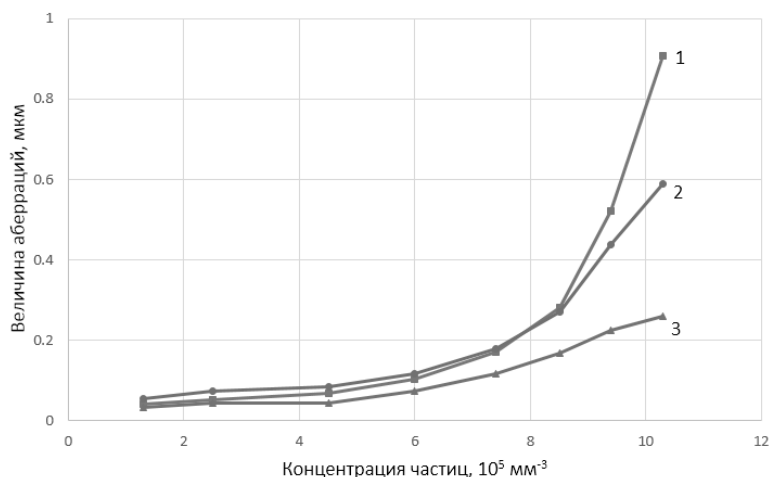


Рис. 43. Зависимость центрально-симметричных аббераций усреднённого волнового фронта от концентрации частиц в рассеивающей среде. Кривая 1 – дефокусировка (полином Цернике №3,  $Z=2\rho^2-1$ ), кривая 2 – сферическая абберация низшего порядка (полином Цернике №8,  $Z=6\rho^4-6\rho^2+1$ ), кривая 3 – сферическая абберация высшего порядка (полином Цернике №15,  $Z=20\rho^6-30\rho^4+12\rho^2-1$ ).

Как видно из графика, с увеличением концентрации частиц существенно возрастала дефокусировка (коэффициент при полиноме Цернике №3 увеличивался с 0.12 мкм до 0.9 мкм) и сферическая абберация (коэффициент при полиноме Цернике №8 увеличивался с 0.09 мкм до 0.6 мкм).

Наибольший вклад в искажения усреднённого волнового фронта вносят абберации низших порядков (не только дефокусировка, но и сферическая абберация низшего порядка) — в этом можно убедиться на простом примере. Рассмотрим усреднённый волновой фронт излучения (Рис. 44), прошедшего сквозь рассеивающую среду с концентрацией рассеивателей, равной  $7.4 \times 10^5 \text{ мм}^{-3}$ .

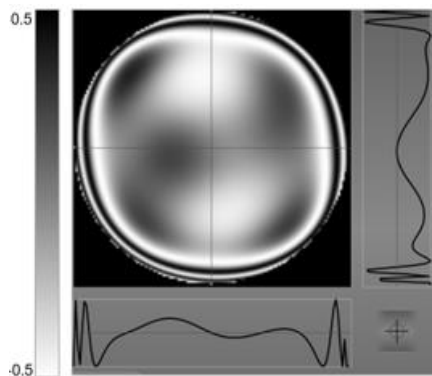


Рис. 44. Представление усреднённого волнового фронта в виде интерференционной картины для излучения, прошедшего сквозь рассеивающую среду с концентрацией частиц, равной  $7.4 \times 10^5 \text{ мм}^{-3}$ .

Среднеквадратическое отклонение поверхности, рассчитанной по первым 24 полиномам Цернике ( $RMS_{24}$ ), в этом случае составляло 0.141 мкм. Если рассматривать только aberrации низшего порядка (коэффициенты при полиномах Цернике №№3–8), а все остальные коэффициенты искусственно обнулить, то среднеквадратическое отклонение в этом случае ( $RMS_8$ ) будет равно 0.125 мкм. Аналогичные результаты наблюдались для остальных значений концентраций, рассмотренных в настоящей работе (Таблица 3).

Таблица 3. Среднеквадратическое отклонение усреднённого волнового фронта, аппроксимированного первыми 24-я полиномами Цернике ( $RMS_{24}$ ) и первыми 8-ю полиномами Цернике ( $RMS_8$ ).

Концентрация, $10^5 \text{ мм}^{-3}$	1.3	2.5	4.5	6	7.4	8.5	9.4	10.3
$RMS_{24}$ , мкм	0.05	0.06	0.067	0.101	0.141	0.245	0.397	0.623
$RMS_8$ , мкм	0.038	0.05	0.062	0.09	0.125	0.227	0.382	0.614

Таким образом, видно, что вклад низших aberrаций в искажение волнового фронта составляет 75–90 %.

В силу симметричной природы рассеяния Ми мы ожидали увидеть лишь центрально-симметричные aberrации при измерении усреднённого волнового фронта рассеянного излучения по аналогии с моделью — в частности, дефокусировку и сферическую aberrацию (Рис. 45б). Однако проведённые экспериментальные измерения показали наличие целого спектра aberrаций низшего и высшего порядков. Ниже приведены причины этого явления:

1. Неплоскопараллельные стенки используемой стеклянной кюветы.
2. Наличие турбулентных флуктуаций в среде на пути распространения пучка света.

Измерения с помощью датчика Шака-Гартмана показали, что стеклянная кювета имела непараллельные стенки — это привело к возникновению наклона

усреднённого волнового фронта. Амплитуда aberrаций усреднённого волнового фронта (Peak-to-valley, PV) лазерного пучка, прошедшего сквозь пустую кювету (Рис. 45а), составила 1.05 мкм ( $1.62 \lambda$ ), среднеквадратическое отклонение (RMS) оказалось равным 0.3 мкм ( $0.46 \lambda$ ), наклон по оси X составил -0.6 мкм ( $-0.92 \lambda$ ), величина комы по оси X составила -0.05 мкм ( $-0.08 \lambda$ ). По мере заполнения кюветы рассеивающей суспензией увеличивалась также aberrация кома вследствие смещения пучка от оптической оси системы.

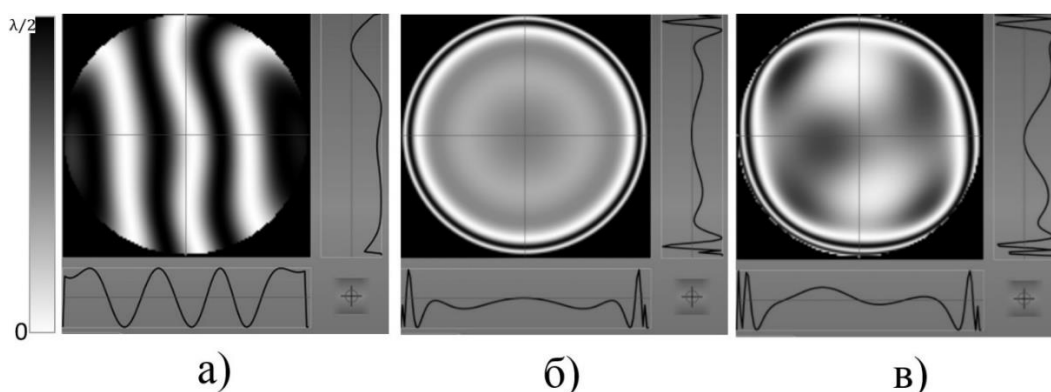


Рис. 45. а) Aberrации, вносимые стеклянной кюветой, б) «ожидаемая», симметричная интерферограмма усреднённого волнового фронта излучения, прошедшего сквозь рассеивающую среду с концентрацией рассеивателей  $7.4 \times 10^5 \text{ мм}^{-3}$ , в) интерферограмма экспериментально измеренного усреднённого волнового фронта.

Однако, как будет показано в главе 3, наличие таких дополнительных, несимметричных aberrаций усреднённого волнового фронта не повлияет существенно на качество фокусировки лазерного излучения, поскольку используемые средства адаптивной оптики позволяют с высокой эффективностью компенсировать как симметричные, так и несимметричные aberrации волнового фронта.

#### 2.3.4. Предотвращение коагуляции полистироловых микросфер

Со временем полистироловые микросферы в колбе начинают коагулировать, несмотря на соблюдение рекомендуемых условий хранения (от 2 до 8 °C). При этом изначально калиброванные микросферы диаметром 1 мкм в суспензии образуют сгустки. Проведение экспериментов с такой суспензией может представлять интерес, поскольку реальные неоднородные среды

практически всегда полидисперсны, то есть состоят из частиц различного диаметра и даже формы (например, атмосферный и водный аэрозоли), однако для выполнения качественных численных и экспериментальных оценок нам необходимо было работать именно с калиброванными микросферами, диаметр которых заранее известен.

Для пептизации суспензии частиц можно применять ультразвук. При подготовке экспериментов использовалась ультразвуковая ванна ПСБ-5735-05 производства компании ООО «ПСБ-Галс» [157], изображённая на Рис. 46.

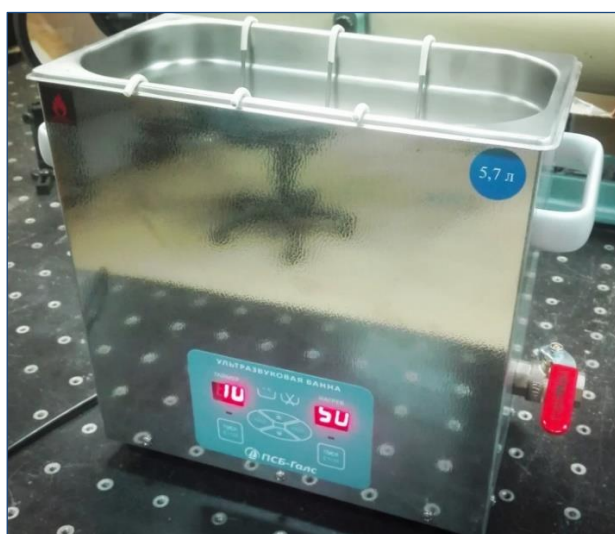


Рис. 46. Ультразвуковая ванна ПСБ-5735-05 для пептизации суспензии полистироловых микросфер.

Герметично закрытая кювета или колба с суспензией полистироловых микросфер помещалась в резервуар с нагретой до 50 °С дистиллированной водой, и на 15–20 мин. запускался процесс ультразвуковой очистки. Таким же образом производилась очистка использованных стеклянных кювет от засохших остатков суспензии.

#### 2.4. Сравнение результатов модели и эксперимента

Для сравнения результатов экспериментальных измерений усреднённого волнового фронта рассеянного излучения с модельными оценками был построен

график зависимости амплитуды искажений от концентрации рассеивателей (Рис. 47).

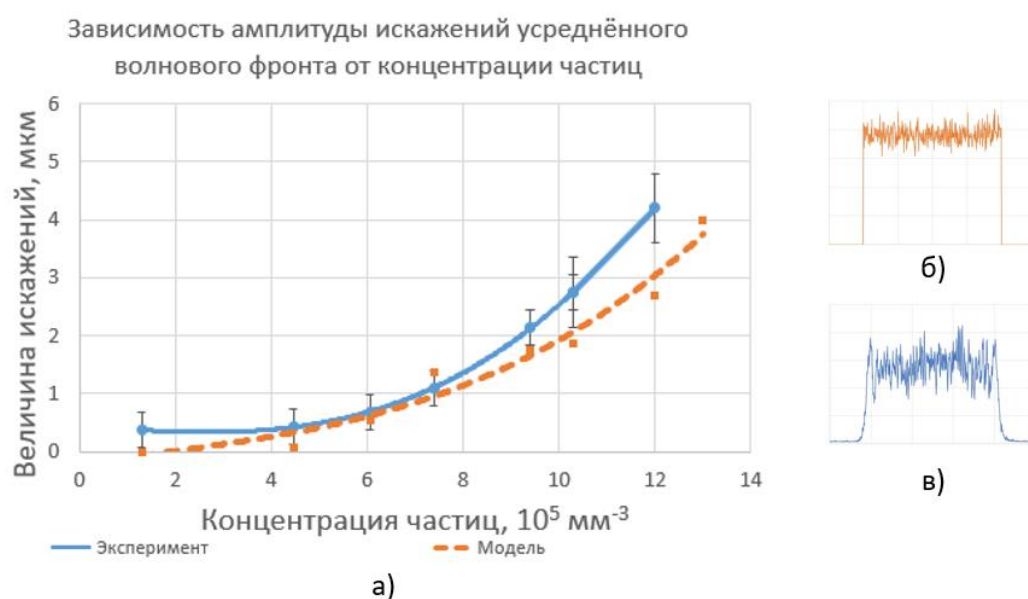


Рис. 47. Графики зависимости амплитуды искажений усреднённого волнового фронта от концентрации рассеивателей в диапазоне от  $10^5 \text{ мм}^{-3}$  до  $10^6 \text{ мм}^{-3}$  для модельных (пунктирная линия) и экспериментальных (сплошная линия) измерений; б) профиль распределения количества фотонов по апертуре в модели; в) профиль начальной интенсивности лазерного пучка до рассеивающей среды в эксперименте.

Графики показывают схожую тенденцию возрастания величины искажений усреднённого волнового фронта рассеянного лазерного пучка с ростом концентрации рассеивателей в среде в диапазоне от  $10^5 \text{ мм}^{-3}$  до  $10^6 \text{ мм}^{-3}$  как для модели, так и для лабораторного эксперимента. Расхождение графиков модели и эксперимента объясняется следующим образом. Во-первых, в модели не воспроизводится начальное распределение интенсивности лазерного источника — для генерации начального распределения фотонов используется датчик равномерно-распределённых случайных чисел. Во-вторых, в модели не учитывается дифракция в результате свободного распространения излучения. При больших значениях концентрации в результате дифракции фокальные пятна на датчике Шака-Гартмана в центральной части пучка смещаются от центров субапертур, что приводит к появлению дополнительной дефокусировки — в модели этого не наблюдается. По этой причине экспериментальная кривая возрастает быстрее модельной при больших значениях концентраций. В-третьих,

в эксперименте помимо центрально-симметричных aberrаций в усреднённом волновом фронте присутствовали также прочие искажения (в частности aberrация кома), которых в модели не могло быть в принципе ввиду симметричности природы рассеяния Ми на сферических частицах. Это было связано с тем, что стенки стеклянной кюветы были неплоскопараллельными, как было описано ранее в этой главе — в результате в лазерный пучок вносился дополнительный наклон и, как следствие, aberrация кома.

Из графиков видно, что в модельной кривой на одно значение больше (для концентрации порядка  $1.3 \times 10^6 \text{ мм}^{-3}$ ). Дело в том, что при распространении лазерного пучка сквозь рассеивающую среду с концентрацией частиц порядка  $10^6 \text{ мм}^{-3}$  до апертуры сенсора доходили лишь доли процента начального уровня энергии излучения. Традиционные, наиболее популярные и широко распространённые, ПЗС-камеры имеют недостаточно высокую квантовую эффективность и ограниченный диапазон экспозиции, чтобы регистрировать излучение столь малой мощности. В то же время в модели мы могли брать любые значения концентраций, поскольку при статистически достаточном количестве фотонов можно было получать корректные гартманогаммы. Это значение показывает, что модельная кривая не удаляется от экспериментальной кривой с ростом концентрации рассеивателей. «Выброс» точки на графике модельных измерений на значении концентрации рассеивателей  $7.4 \times 10^5 \text{ мм}^{-3}$  обусловлен ошибкой дискретизации. Для этой концентрации количество баллистических фотонов на сенсоре преобладает — это приводит к тому, что периферийные фокальные пятна (вне диаметра начального пучка) имеют уровень интенсивности 1–2 единицы (от максимальных 255 единиц в оттенках серого). Однако для корректного расчёта центров тяжести фокального пятна необходимо, чтобы максимальный уровень интенсивности достигал хотя бы 3–4 единиц.

Таким образом, данные, полученные в разработанной модели и впоследствии в лабораторном эксперименте, показали, что с ростом концентрации рассеивающих частиц в диапазоне от  $1.3 \times 10^5 \text{ мм}^{-3}$  до  $10^6 \text{ мм}^{-3}$  амплитуда

искажений усреднённого волнового фронта излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды, возрастает.

## Выводы к главе 2

1. Разработанная модель оценки искажений усреднённого волнового фронта лазерного излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды с концентрацией частиц диаметром 1 мкм от  $10^5$  мм<sup>-3</sup> до  $10^6$  мм<sup>-3</sup>, с использованием принципа Шака-Гартмана показала возрастание амплитуды центрально-симметричных aberrаций от 0 до 2 мкм (возрастание среднеквадратичного отклонения – от 0 до 0.43 мкм) с ростом концентрации рассеивателей.
2. Построенная лабораторная экспериментальная установка с датчиком Шака-Гартмана для измерения искажений усреднённого волнового фронта лазерного излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды, подтвердила результаты численного моделирования, также показав возрастание центрально-симметричных aberrаций с ростом концентрации рассеивателей.
3. Для экспериментального измерения концентрации суспензии рассеивающих полистироловых микросфер была разработана методика, использующая закон ослабления излучения Бугера-Ламберта-Бэра. Было создано соответствующее программное обеспечение, а также собрана экспериментальная установка.



### **Глава 3. Фокусировка рассеянного лазерного излучения**

Разработанная численная модель оценки искажений лазерного излучения, распространяющегося сквозь рассеивающую среду с концентрацией частиц в диапазоне от  $10^5$  мм<sup>-3</sup> до  $10^6$  мм<sup>-3</sup>, показала тенденцию к возрастанию aberrаций усреднённого волнового фронта. Построенная лабораторная экспериментальная установка подтвердила результаты, полученные при моделировании. Таким образом, зная величину aberrаций, можно оценить, к каким искажениям фокального пятна это приведёт, а также численно оценить возможность компенсации aberrаций. В главе 1 было показано, что для задач фокусировки излучения сквозь рассеивающую среду весьма успешно применяются адаптивные корректоры волнового фронта — то есть такие устройства, которые способны изменять фазу излучения либо путём изменения длины оптического пути (биморфные адаптивные зеркала, микроэлектромеханические или MEMS-зеркала, зеркала на толкателях, механические зеркала), либо путём изменения показателя преломления, то есть скорости распространения света (пространственные фазовые модуляторы света). В следующем разделе будут более подробно рассмотрены существующие типы корректоров волнового фронта и предъявляемые к ним требования [158, 159], а также обоснован выбор корректора на основе биморфного пьезоэлемента для решения поставленной в настоящей работе задачи.

#### **3.1. Типы корректоров волнового фронта для фокусировки излучения и предъявляемые к ним требования**

Как было показано в главе 1, ключевым элементом любой адаптивной оптической системы является корректор волнового фронта [160, 161]. Более того, параметры адаптивной системы во многом определяются возможностями и особенностями используемого управляемого оптического элемента. Одним из основных требований к таким корректорам является возможность компенсации максимального количества aberrаций минимальным числом управляющих

приводов. Поэтому главной характеристикой любого адаптивного зеркала является функция отклика его приводов. Под функцией отклика обычно понимается деформация поверхности корректора, вызванная воздействием одного привода при нулевых управляющих сигналах на остальных приводах. При этом в большинстве случаев предполагается, что общий изгиб поверхности представляет собой суперпозицию деформаций, инициируемых каждым приводом. Более подробно функции отклика будут рассмотрены далее в этой главе.

В качестве критерия коррекции искажений волнового фронта в адаптивной оптике принято число Штреля [162], которое представляет отношение интенсивности в точке параксиального изображения при наличии искажений к интенсивности в той же точке в отсутствие искажений. Согласно критерию Марешаля [144] качество коррекции аберраций считается хорошим, если число Штреля превышает значение 0.8. Более подробно число Штреля будет описано ниже, в разделе, посвящённом численной коррекции.

Еще одной характеристикой корректоров волнового фронта является амплитуда перемещения зеркальной поверхности. В зависимости от задачи амплитуда деформации зеркала должна достигать 1–10 мкм. Так, для компенсации тепловых искажений зеркал резонатора CO<sub>2</sub> лазера амплитуда деформации может достигать порядка одной длины волны  $\lambda$  ( $\lambda = 10.6$  мкм), в то время как типичные искажения активной среды твердотельных лазеров составляют 3–5 мкм [163].

Адаптивная система эффективно функционирует, если ее быстродействие достаточно, чтобы компенсировать фазовые флуктуации, возникающие в процессе распространения оптического излучения. Поэтому еще одной характеристикой адаптивного зеркала является быстродействие приводов, деформирующих поверхность корректора. Частотный диапазон медленных тепловых искажений, связанных с прогревом оптических элементов лазерных резонаторов и с изменением показателя преломления лазерных сред лежит в диапазоне 1–2 Гц. Одновременно существует и задача коррекции турбулентности,

возникающей при распространении пучка технологического лазера от выходного зеркала до поверхности обрабатываемой детали. Статистика турбулентности в этом случае близка к атмосферной, поэтому справедливы и оценки по требуемому быстродействию адаптивной системы, которые существуют для атмосферных адаптивных систем [164]. Для устойчивой работы адаптивной системы необходимо, чтобы частота первого механического резонанса корректора была на порядок выше частоты корректируемых искажений. Поэтому в задачах компенсации турбулентных искажений требуется высокое быстродействие адаптивных зеркал.

Корректоры волнового фронта должны быть также просты в изготовлении и юстировке. Это требование накладывает определенные ограничения на конструкцию адаптивных зеркал.

По функциям отклика все существующие типы корректоров можно разделить на две большие группы: зеркала с локальной функцией отклика и зеркала с модальной функцией отклика. К первой группе, согласно конструктивным особенностям, относятся секционированные, мембранные зеркала, пластины с локальной функцией отклика приводов, корректоры на основе электрически управляемых жидкокристаллических транспарантов и монолитные корректоры. Ко второй — пластины с приводами, пленочные, биморфные зеркала. Рассмотрим основные группы корректоров более подробно.

### **3.1.1. Корректоры с локальной функцией отклика**

#### **3.1.1.1. Секционированные корректоры**

Секционированные адаптивные зеркала состоят из нескольких подвижных зеркальных секций, которые в зависимости от конструкции могут либо смещаться в направлении, перпендикулярном поверхности (Рис. 48а), либо смещаться и наклоняться (Рис. 48б). Второй тип корректоров позволяет более точно

осуществлять управление волновым фронтом и достигать значительного эффекта при меньшем числе секций.

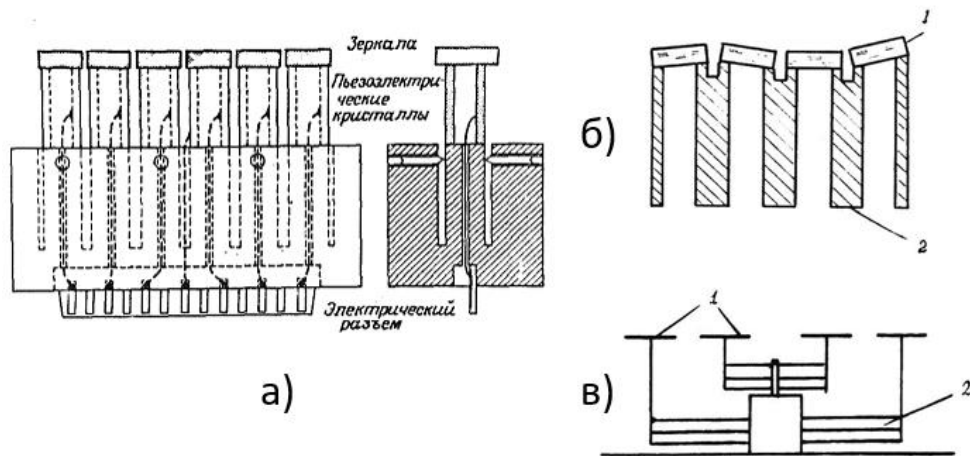


Рис. 48. а) шестиэлементный сегментированный корректор; б) сегментированный корректор с изменяющими наклон зеркалами: 1 — зеркала, 2 — пьезопроводы; в) сегментированный корректор для фокусировки лазерного луча: 1 — зеркала, 2 — пьезокерамические биморфы.

В работе [165] описан секционированный корректор, включающий 6 подвижных зеркал (Рис. 48а) с помощью которых авторам удалось получить изображение звезды в адаптивном телескопе, близкое к дифракционному пределу. Частота первого резонанса такого корректора составляла 16 кГц, амплитуда перемещения отдельного привода равнялась 2.5 мкм при напряжении, прикладываемом к пьезоцилиндрам — 1 кВ. В работе указывается на трудности юстировки такого зеркала.

В [166] предлагается усовершенствовать секционированное зеркало, введением смещения элементов не только вдоль оптической оси, но и изменением наклона каждого отдельного элемента. Этого можно достичь путем расположения биморфных столбиков по краям отдельных зеркал, на их стыках (Рис. 48б). Авторами работы был создан корректор, состоявший из 4-х элементов и использовавшийся для фокусировки лазерного луча.

В работе [167] описано "зонтикообразное" зеркало, также предназначенное для фокусировки лазерного излучения (Рис. 48в). Вследствие того, что смещение конца пьезокерамического биморфного элемента пропорционально квадрату его

длины, при подаче одинакового напряжения на специально подобранные биморфные элементы можно перемещать относительно друг друга укрепленные на их концах зеркала, создавая параболический профиль корректора.

Довольно оригинальный сегментированный корректор предложен в работе [168]. Он состоит из 19 элементов, каждый из которых представляет собой ретрорефлектор, установленный на пьезоцилиндре. В таком корректоре на каждой субапертуре происходит автоматическая компенсация локального наклона волнового фронта, а фазировка элементов производится путём поступательного перемещения каждого ретрорефлектора при помощи пьезоцилиндра.

Секционированные корректоры также применяются для создания первичных зеркал адаптивных телескопов [169]. Они позволяют удовлетворить всем основным требованиям, предъявляемым к конструкции современного наземного и космического телескопа, т.е. уменьшить массу за счёт уменьшения жесткости конструкции, обеспечить температурную стабильность за счёт большой жёсткости отдельных элементов, а также требуемую точность обработки элементов.

#### **3.1.1.2. Мембранные корректоры**

Впервые о создании мембранного адаптивного зеркала сообщалось в [170]. Над поверхностью мембраны толщиной 0.5–1 мкм на некотором расстоянии помещается прозрачный электрод, к которому прикладывается напряжение  $V_0$  (Рис. 49).

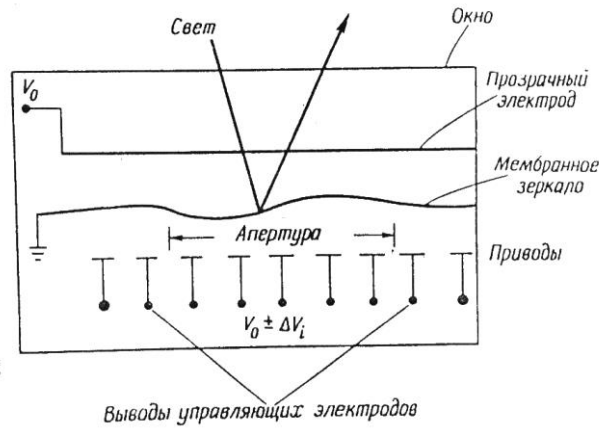


Рис. 49. Конструкция мембранного зеркала.

Группа управляющих электродов расположена под заземлённой мембраной. Они представляют собой набор проводящих площадок, к которым подводится напряжение. Экспериментальные значения полученных смещений адаптивного зеркала с 33 управляющими электродами составляли несколько микрон. Частота первого резонанса — 3.8 кГц.

#### Пластины с локальной функцией отклика приводов

Пластины с локальной функцией отклика приводов состоят обычно из отражающей подложки и опоры, между которыми размещаются управляющие приводы. Действие последних направлено по нормали к поверхности подложки. Амплитуда перемещения поверхности в таких зеркалах определяется не только динамическим диапазоном привода, но и упругими свойствами отражающей пластины, её толщиной и расстоянием между приводами. Подложки обычно делаются тонкими, что ведёт к ухудшению плоскостности исходной поверхности и уменьшению ширины полосы рабочих частот корректора (Рис. 50).

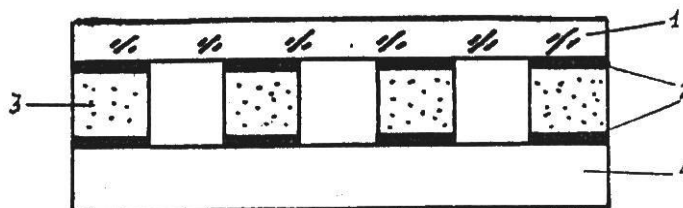


Рис. 50. Конструкция пластины с локальной функцией отклика приводов: 1 — гибкая подложка, 2 — электроды, 3 — пьезокерамика, 4 — твёрдая опора.

Зеркало диаметром 760 мм и толщиной 12 мм с 61 механическим приводом использовалось в работе крупного телескопа [171]. Динамический диапазон перемещения поверхности корректора составлял  $\pm 16$  мкм. Максимальная частота, на которой работал данный корректор — 0,002 Гц, что, естественно, не давало возможность использовать его для компенсации динамических искажений в реальном масштабе времени.

Для внутривибраторной коррекции лазеров ИК-диапазона было создано 400 мм зеркало с 19 управляющими механическими приводами и динамическим диапазоном перемещения поверхности  $\pm 20$  мкм [172]. Применение такого корректора позволило исправить ошибки изготовления и монтажа оптических элементов лазера.

Увеличение быстродействия зеркал связывается с использованием в качестве приводов специальных пьезокерамических пакетов [173]. Такие пьезопакеты позволяют осуществлять значительные перемещения поверхности зеркала при сохранении высокого быстродействия. Корректор, разработанный авторами [174], с деформацией поверхности 8 мкм, имел частоту первого механического резонанса более 2 кГц.

Исследование функций отклика отдельных приводов данных зеркал проведено в работе [175]. Форма функций отклика хорошо аппроксимируется гауссовой. Причем большая часть деформации поверхности (порядка 95%) приходится на область нахождения привода.

В работе [176] проанализировано явление гистерезиса пьезоэлектрических приводов. Следствием гистерезиса является запаздывание фазы оптического сигнала. При этом величина остаточной деформации зеркала, предназначенного для исправления искажений волнового фронта, составляла порядка 0.85 мкм, при общей деформации корректора 14 мкм.

### 3.1.1.3. Корректоры на основе жидкокристаллических электрически управляемых транспарантов

Конструкция и принцип действия такого типа корректора состоит в следующем: в зазор порядка 3 мкм между двумя кварцевыми пластинами (герметично скрепленными по периметру) заливается нематический жидкий кристалл (Рис. 51).

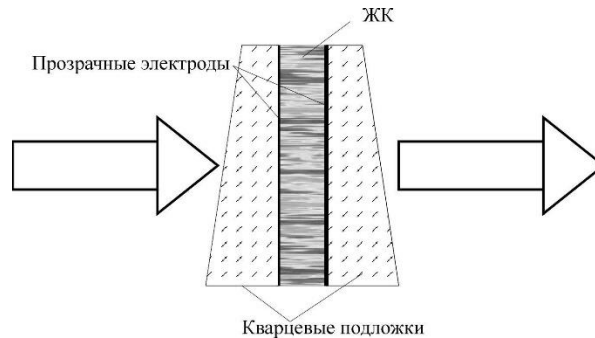


Рис. 51. Конструкция ЖК-модулятора.

На внутренних поверхностях пластин нанесены прозрачные электроды и ориентирующие покрытия, причем форма электродов на одной из них может представлять сетку из достаточно большого числа элементов, к каждому из которых подводится управляющее напряжение [177]. Управление таким транспарантом осуществляется путем подачи параллельно на элементы модулятора напряжения от 0 до 30 В с заданной частотой модуляции (несколько килогерц). Функции отклика элементов корректора представляют собой ступеньки, локализованные в местах расположения приводов. Существенным недостатком нематического ЖК модулятора является медленное изменение фазовой задержки (порядка нескольких герц).

### 3.1.1.4. Монолитные зеркала

В конструкции монолитного пьезо зеркала обычно используется блок из пьезо керамики диаметром, например, 5 см и толщиной 1.2 см. На верхней поверхности его помещена решетка электродов, к каждому из которых подводится управляющее напряжение по проводнику, проходящему в толще пьезо керамики. Общий электрод находится внизу. К верхней поверхности блока



приклеено тонкое оптически отполированное стеклянное зеркало. Прикладывая к электродам управляющие напряжения, поверхность зеркала можно деформировать. Функция отклика отдельного привода здесь является локализованной в непосредственной окрестности электрода. Экспериментальные исследования монокристаллических зеркал позволили определить частотную характеристику корректора, она оказалась лишенной резонансов вплоть до 10 кГц. Главный недостаток монокристаллических корректоров — малая чувствительность (т.е. перемещение поверхности под действием единичного управляющего напряжения). Она обычно составляет порядка 0.25–0.5 мкм/кВ.

**3.1.1.5. Общим же недостатком зеркал с локальной функцией отклика является необходимость большого числа управляющих электродов для компенсации низших аберраций волнового фронта.**

### **3.1.2. Корректоры с модальной функцией отклика**

#### **3.1.2.1. Пластина с приводами**

Данный тип корректоров подразумевает наличие изгибающего момента, деформирующего поверхность зеркала. Примером может служить корректор с водяным охлаждением [178] с шестью пьезоэлектрическими приводами, расположенными параллельно отражающей поверхности, как показано на Рис. 52.

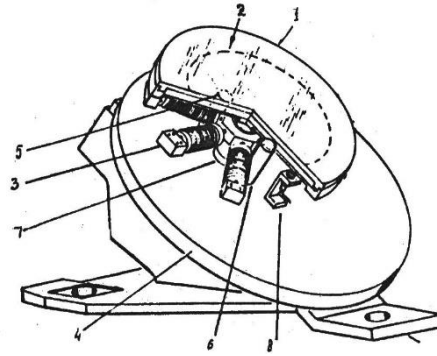


Рис. 52. Зеркало с радиально расположенными приводами: 1 — гибкая пластина, 2 — след лазерного луча, 3 — пьезокерамические приводы, 4 — основание, 5, 6 — охлаждающие трубки, 7 — крепёжный стержень, 8 — датчик кривизны поверхности.

Зеркальная пластина имела диаметр 180 мм и толщину 45 мм. Пьезопроводы состояли из 88 тонких пьезодисков, объединенных в пьезопакеты. Такое зеркало с радиальным изгибающим моментом позволяло корректировать дефокусировку и астигматизм. При компенсации дефокусировки амплитуда деформации зеркала могла достигать  $\pm 10$  мкм, а при аппроксимации астигматизма —  $\pm 5$  мкм. Частотная характеристика была свободна от резонансов на полосе 750 Гц. Зеркало было предназначено для исправления дефокусировки и астигматизма и по эффективности не уступало 19-ти элементному поршневому корректору.

В работе [179] предложена другая конструкция пластины с приводами (Рис. 53).

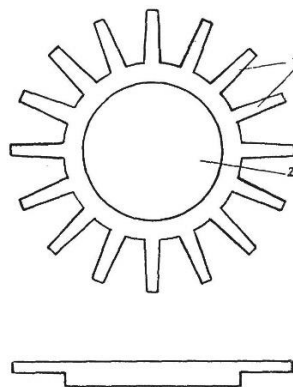


Рис. 53. Пластина с приводами: 1 — управляющие консоли, 2 — деформируемая зеркальная поверхность.

По своему периметру зеркало диаметром 80 мм и толщиной 5 мм содержало 16 дуговых консолей, на каждую из которых прикладывалась внешняя нагрузка. В статье приведены расчетная и экспериментальная функции отклика, возможности экспериментальной установки позволили получить радиус кривизны поверхности корректора 150 м. Недостатком этого типа зеркал является ограниченность компенсируемых с их помощью aberrаций волнового фронта.

### 3.1.2.2. Пленочные зеркала

В статье [180] рассмотрен относительно новый вид управляемых зеркал (Рис. 54).

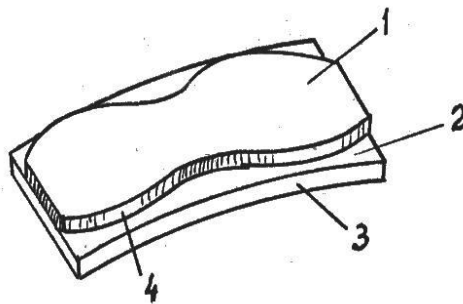


Рис. 54. Плёночное зеркало: 1, 2 — электроды, 3 — стеклянная пластина, 4 — плёнка.

На одну сторону квадратной стеклянной пластины размером 22x22 мм и толщиной 0.12 мм нанесен отражающий слой, образующий оптическую поверхность. На другой стороне пластины приклеена поливинилидиновая флюоридовая PVDF пьезоэлектрическая плёнка толщиной 30 мкм. С обеих сторон пленки напылены электроды. Пленка PVDF вырезана таким образом, что при подаче на электроды напряжения она может деформировать зеркало в одном направлении.

### 3.1.2.3. Зеркала на основе биморфного пьезоэлемента

На возможность использования биморфного элемента в качестве корректора волнового фронта указывалось в работе [181]. Автором была предложена конструкция зеркала с переменной кривизной поверхности. Корректор представлял собой круглую кварцевую подложку толщиной 0.6 мм, на которую наклеивался пьезокерамический диск толщиной 0.4 мм. Для данных значений

было получено выражение примерной зависимости кривизны поверхности зеркала от приложенного напряжения. Фокусное расстояние такого корректора могло изменяться от бесконечности (при напряжении 0 В) до 3 м (при напряжении 160 В).

В 1979 г. S.Kokorowski записал статическое уравнение деформации биморфного зеркала и решил его для случая прямоугольной биморфной пластины. Экспериментальный образец полупассивного биморфного зеркала описан в работе [182]. Конструкция его изображена на Рис. 55.

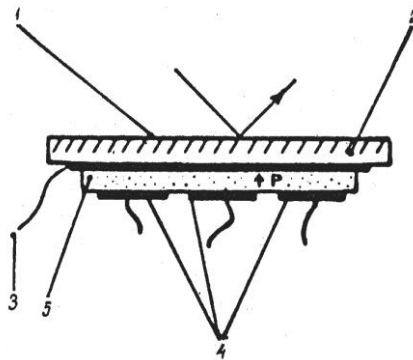


Рис. 55. Зеркало на основе пьезокерамической пластины: 1 — зеркальный слой, 2 — стекло, 3 — общий электрод, 4 — управляющие электроды, 5 — пьезокерамическая пластина.

Созданный авторами корректор состоит из круглой стеклянной подложки и приклеенного к ней пьезодиска с одним общим электродом и 12 управляющими электродами в форме частей сектора. Экспериментальный образец имел диаметр 5 см и толщину 1.5 мм. Деформация поверхности зеркала составила порядка  $3\lambda$  ( $\lambda = 0.63$  мкм) при подаче напряжения 200 В на один электрод. В статье приводится амплитудно-частотная характеристика корректора — частота первого резонанса исследованного авторами экземпляра составляла 550 Гц.

Полученные результаты [182] свидетельствуют о модальном характере деформации поверхности биморфных корректоров. Выбирая достаточно большое количество управляющих электродов, варьируя их положение на поверхности пьезопластины можно попытаться воспроизвести большое число aberrаций волнового фронта. Такие зеркала обладают большим диапазоном перемещения поверхности. Кроме того, существующие технологии создания вафельных

структур охлаждения металлических зеркал позволяют изготавливать и охлаждаемые биморфные зеркала. Эти характеристики выгодно отличают этот тип корректоров от других управляемых зеркал. Биморфные зеркала и в настоящее время продолжают считаться одними из наиболее перспективных типов адаптивных зеркал для использования, в первую очередь, в современных астрономических системах. Одновременно, системы с биморфными зеркалами могут прекрасно служить для коррекции aberrаций волнового фронта в лазерных установках, применяемых для беспроводной передачи энергии сквозь атмосферу Земли.

Основным преимуществом зеркал с модальной функцией отклика приводов является возможность воспроизведения крупномасштабных aberrаций волнового фронта при помощи небольшого числа управляющих элементов. Именно такие aberrации вносят основной вклад в спектр фазовых искажений световых пучков, распространяющихся в оптически неоднородных средах. К недостаткам же модальных корректоров следует отнести достаточно сложную процедуру управления фазовой поверхностью из-за модальности функций отклика, а также сложность коррекции мелкомасштабных aberrаций при помощи таких зеркал.

Для задач атмосферной оптики можно использовать далеко не все из перечисленных выше адаптивных корректоров. Например, механические зеркала имеют достаточно тонкую мембрану с отражающей поверхностью, ввиду чего над местами расположения толкателей становятся заметны локальные неровности (так называемый эффект print-through). Кроме того, они отличаются весьма громоздкой конструкцией и имеют очень низкую скорость работы — менее 1 Гц. MEMS-зеркала отличаются невысокой амплитудой перемещения толкателей и, соответственно, отражающей поверхности, имеют малую световую апертуру и не подходят для использования с высокомоощным лазерным излучением. Проблема пространственных фазовых модуляторов света заключается в нелинейности отклика жидких кристаллов в ответ на подаваемое управляющее воздействие,

длительном времени срабатывания, а также невозможности работы с высокомоушным лазерным излучением.

Таким образом, остаются 2 вида адаптивных корректоров: зеркала на толкателях и биморфные зеркала. Как было показано в главе 2 (Таблица 3), основной вклад в искажения волнового фронта излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды, вносят центрально-симметричные aberrации низших порядков. Для компенсации подобного рода искажений традиционно используются биморфные деформируемые зеркала [183–185].

### 3.2. Биморфное деформируемое зеркало

Традиционное адаптивное зеркало на основе биморфного пьезоэлемента состоит из подложки с отражающим покрытием и двух склеенных пластин из пьезокерамики, поляризованной, как показано на Рис. 56.

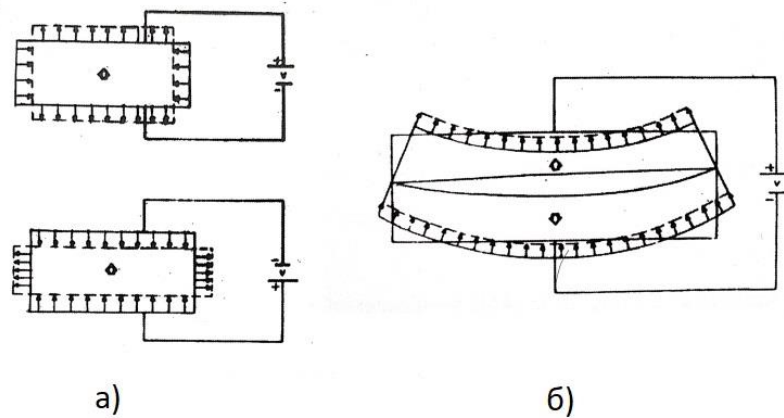


Рис. 56. Биморфный пьезоэлемент: а) пьезокерамические пластины по-отдельности, б) в сборе.

При подаче управляющего напряжения на электроды, нанесённые на пьезокерамику, под действием обратного пьезоэлектрического эффекта пластина расширяется/сокращается, что приводит к возникновению изгибающего момента, который деформирует отражающую поверхность зеркала. Однако, изготавливать такие зеркала (полировать подложку, наносить отражающее покрытие, вытравлять управляющие электроды) весьма сложно с технической точки зрения. Кроме того, для многих задач лазерной отрасли адаптивные зеркала должны

иметь систему охлаждения, которую невозможно сделать в пьезокерамической пластине. Решением этой проблемы является использование полупассивных биморфных корректоров с аналогичным принципом работы, но несколько меньшей чувствительностью. Биморфное зеркало состоит из трёх склеенных пластин: относительно толстой стеклянной или металлической подложки (толщина зависит от диаметра зеркала) с отражающим покрытием и двух тонких пьезокерамических дисков (Рис. 57.). На обе стороны пьезодисков нанесены электроды.

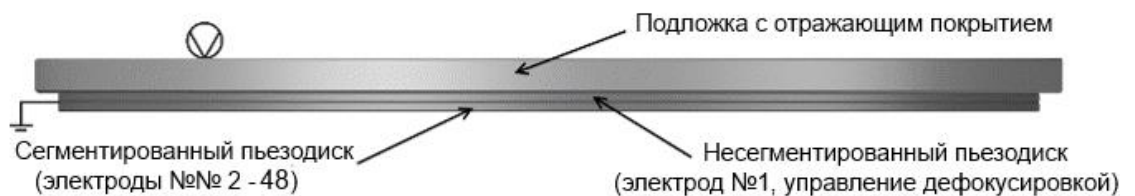


Рис. 57. Схема устройства биморфного деформируемого зеркала.

При подаче напряжения на электрод вследствие обратного пьезоэлектрического эффекта пьезодиск расширяется или сжимается (в зависимости от знака напряжения) в радиальном направлении. А поскольку он жёстко склеен с подложкой с отражающим покрытием, это приводит к изгибу подложки. Один из пьезокерамических дисков является сплошным (не разделён на электроды) и предназначается для изменения общей кривизны поверхности зеркала. Второй пьезокерамический диск разделяется на требуемое количество отдельных секторов для компенсации различных типов aberrаций волнового фронта. Сетка электродов адаптивного биморфного зеркала диаметром 50 мм с 48 электродами (DM2-50-48), а также фотографии зеркала со стороны отражающей поверхности и со стороны электрического разъёма представлены на Рис. 58.

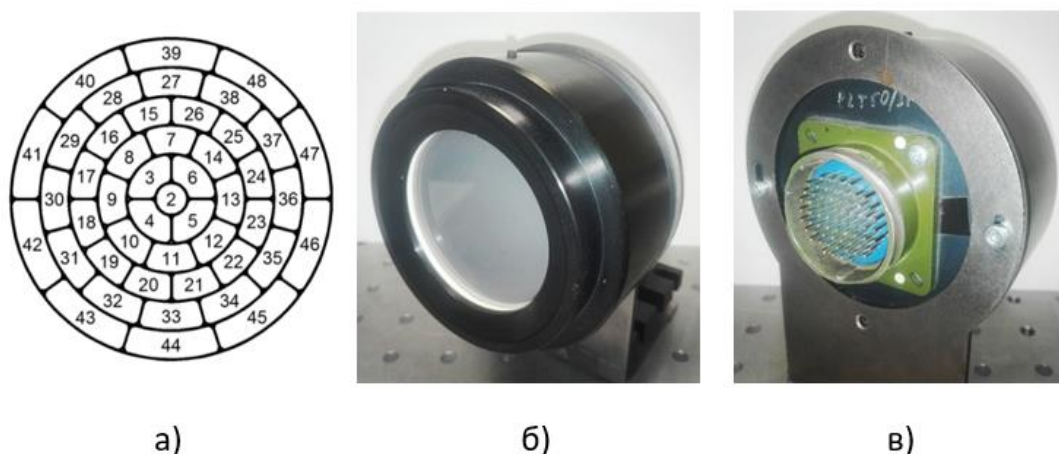


Рис. 58. а) сетка электродов сегментированного пьезоэлектрического диска биморфного адаптивного зеркала DM2-50-48; б), в) фотографии используемого в работе адаптивного биморфного зеркала DM2-50-48 диаметром 50 мм с 48 электродами: вид со стороны отражающей поверхности и со стороны разъёма для кабеля управления.

Таблица 4 содержит основные технические характеристики биморфного зеркала.

Таблица 4. Технические характеристики биморфного зеркала DM2-50-48.

Световая апертура зеркала	55 мм
Активная апертура зеркала	50 мм
Плоскостность начальной поверхности	0.3 мкм
Материал подложки	Стекло
Тип активного элемента	Пьезокерамика
Количество пьезокерамических дисков	2
Диаметр пьезокерамических дисков	55 мм
Толщина пьезокерамических дисков	0.5 мм
Амплитуда деформации	$\pm 20$ мкм
Частота первого резонанса	3 кГц
Рабочая частота	0 – 3 кГц
Гистерезис	15 %
Кол-во электродов	48
Диапазон напряжений	-200...+300 В



### 3.3. Функции отклика биморфного зеркала

Размер, количество и расположение электродов зеркала зависит от типов aberrаций волнового фронта, которые необходимо скомпенсировать. Каждый электрод описывается собственной функцией отклика. Функция отклика электрода зеркала представляет собой изменение профиля поверхности зеркала в ответ на воздействие единичного электрического напряжения на данный электрод при нулевых напряжениях на остальных электродах [186, 187]. Пример фазовой трёхмерной поверхности, соответствующей функции отклика электрода, представлен на Рис. 59:

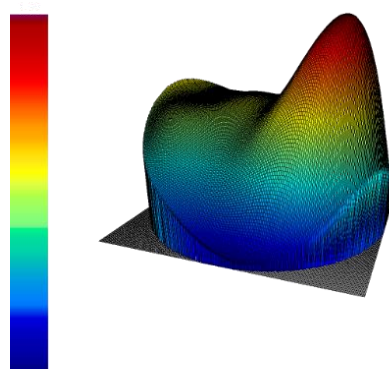


Рис. 59. Фазовая поверхность, соответствующая функции отклика электрода.

Для измерения функций отклика зеркала может использоваться как интерферометр Физо, так и датчик Шака-Гартмана. При помощи данных инструментов также можно получить полную информацию об амплитуде деформации зеркала. В настоящей работе был использован датчик Шака-Гартмана, принцип действия которого описан в главе 2. В этом случае функцию отклика электрода зеркала можно определить как набор координат смещений фокальных пятен на датчике Шака-Гартмана в ответ на воздействие напряжения единичной амплитуды на данный электрод.

Для измерения функций отклика биморфного зеркала использовалась экспериментальная установка, схема которой представлена на Рис. 60.

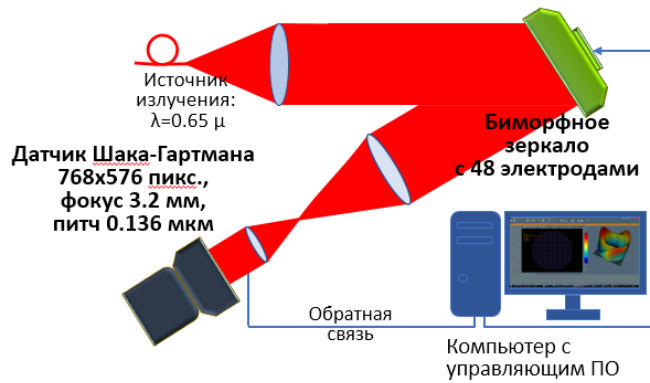


Рис. 60. Схема экспериментальной установки для измерения функций отклика биморфного зеркала с 48 электродами.














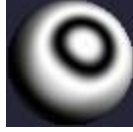
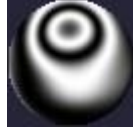





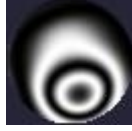

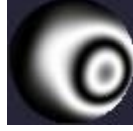
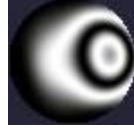


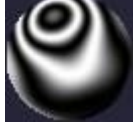
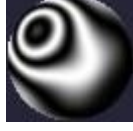
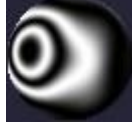
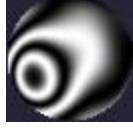
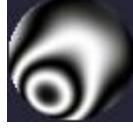
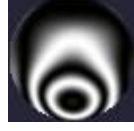


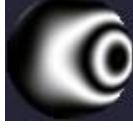
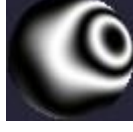
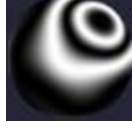
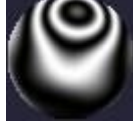

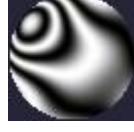



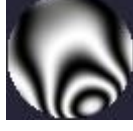
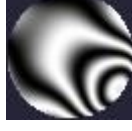

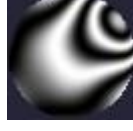
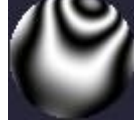
Схема состояла из диодного лазера с волоконным выводом с длиной волны 0.65 мкм, коллимирующей линзы, биморфного адаптивного зеркала с апертурой 50 мм и 48 электродами, сужающего телескопа, датчика Шака-Гартмана, состоящего из цифровой ПЗС-камеры и линзового раstra с диаметром микролинз 136 мкм, а также персонального компьютера с управляющим программным обеспечением.

На каждый электрод последовательно подавалось напряжение 150 В (кроме первого электрода, на него подавалось 30 В), на датчике Шака-Гартмана при этом регистрировались смещения фокальных пятен относительно опорных положений, и затем по смещениям восстанавливался волновой фронт, соответствующий искажённой поверхности зеркала — такая поверхность и принималась за функцию отклика. Для уменьшения влияния гистерезиса биморфного зеркала перед измерением каждой функции отклика заново измерялся опорный волновой фронт — то есть при нулевых значениях напряжений на всех электродах зеркала датчик Шака-Гартмана регистрировал положения фокальных пятен, и именно относительно этих положений затем определялись смещения пятен при подаче ненулевого напряжения на очередной электрод.

Измеренные функции отклика зеркала удобно представлять в виде интерференционных картин, где расстояние от белой до белой (или от чёрной до чёрной полосы) составляет половину длины волны излучения. Таблица 5

содержит интерферограммы, амплитуды и среднеквадратичные отклонения фазовых поверхностей для измеренных функций отклика биморфного зеркала.

Таблица 5. Интерферограммы, амплитуды и среднеквадратичные отклонения фазовых поверхностей функций отклика биморфного зеркала DM2-50-48, используемых в численной коррекции.

Электр.1 PV=2.117, RMS=0.58	Электр.2 PV=0.339, RMS=0.078	Электр.3 PV=0.621, RMS=0.143	Электр.4 PV=0.656, RMS=0.153	Электр.5 PV=0.681, RMS=0.157	Электр.6 PV=0.52, RMS=0.123	Электр.7 PV=0.689, RMS=0.17	Электр.8 PV=0.655, RMS=0.161
							
Электр.9 PV=0.591, RMS=0.143	Электр.10 PV=0.635, RMS=0.159	Электр.11 PV=0.583, RMS=0.135	Электр.12 PV=0.398, RMS=0.157	Электр.13 PV=0.633, RMS=0.096	Электр.14 PV=0.537, RMS=0.13	Электр.15 PV=0.688, RMS=0.162	Электр.16 PV=0.674, RMS=0.168
							
Электр.17 PV=0.646, RMS=0.161	Электр.18 PV=0.543, RMS=0.135	Электр.19 PV=0.601, RMS=0.149	Электр.20 PV=0.492, RMS=0.123	Электр.21 PV=0.672, RMS=0.172	Электр.22 PV=0.699, RMS=0.176	Электр.23 PV=0.619, RMS=0.156	Электр.24 PV=0.58, RMS=0.151
							
Электр.25 PV=0.646, RMS=0.161	Электр.26 PV=0.543, RMS=0.135	Электр.27 PV=0.601, RMS=0.149	Электр.28 PV=0.492, RMS=0.123	Электр.29 PV=0.672, RMS=0.172	Электр.30 PV=0.699, RMS=0.176	Электр.31 PV=0.619, RMS=0.156	Электр.32 PV=0.58, RMS=0.151
							
Электр.33 PV=0.856, RMS=0.206	Электр.34 PV=0.867, RMS=0.208	Электр.35 PV=0.736, RMS=0.183	Электр.36 PV=0.733, RMS=0.183	Электр.37 PV=0.718, RMS=0.187	Электр.38 PV=0.837, RMS=0.204	Электр.39 PV=1.027, RMS=0.216	Электр.40 PV=1.011, RMS=0.218
							
Электр.41 PV=0.768, RMS=0.166	Электр.42 PV=0.954, RMS=0.207	Электр.43 PV=0.82, RMS=0.181	Электр.44 PV=0.921, RMS=0.214	Электр.45 PV=1.098, RMS=0.221	Электр.46 PV=1.096, RMS=0.218	Электр.47 PV=0.903, RMS=0.195	Электр.48 PV=0.929, RMS=0.196
							

По представленным интерференционным картинам видно, что амплитуда деформации зеркала составляет порядка одной длины волны, то есть 0.6 мкм. Однако, как было указано ранее, функции отклика измерялись при значении напряжения 150 В, при этом допустимый диапазон напряжений для данного зеркала колеблется от минус 200 до плюс 300 В.

### 3.4. Воспроизведение аберраций с помощью биморфного зеркала

Одна из особенностей биморфных адаптивных зеркал заключается в том, что они способны эффективно воспроизводить аберрации низшего порядка [158]. Для решаемой в настоящей работе задачи это очень важно, поскольку, как было показано в главе 2, дефокусировка и сферическая аберрация низшего порядка вносят наибольший вклад в усреднённый волновой фронт излучения, распространяющегося сквозь оптически рассеивающий слой с концентрацией от  $10^5 \text{мм}^{-3}$  до  $10^6 \text{мм}^{-3}$ .

Поэтому одной из задач было проверить, насколько эффективно используемое нами зеркало могло воспроизводить низшие аберрации волнового фронта. На Рис. 61 приведены интерферограммы волнового фронта, соответствующего полиномам Цернике №3 и №8, воспроизведённым с использованием биморфного адаптивного зеркала с 48 электродами. Амплитуда начальной поверхности волнового фронта, которую необходимо было воспроизвести, составляла 2 мкм и 1.2 мкм, соответственно. Остаточная ошибка воспроизведения — среднеквадратическое отклонение фазовой поверхности, вычисляемое как поточечная разность восстановленной и начальной поверхности — составила 0.03 мкм для дефокусировки и 0.005 мкм для сферической аберрации. Это говорит о высокой эффективности воспроизведения заданных симметричных полиномов Цернике с помощью биморфного деформируемого зеркала.

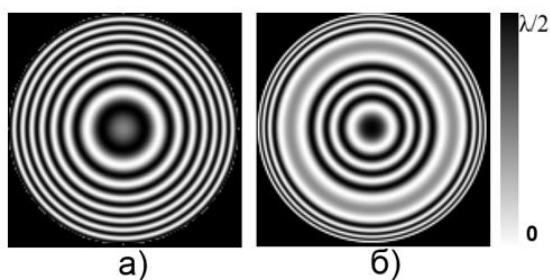


Рис. 61. Интерферограммы полиномов Цернике №3 (а) и №8 (б), воспроизведённых биморфным адаптивным зеркалом с 48 электродами.

### 3.5. Численная коррекция усреднённого волнового фронта излучения, распространяющегося сквозь рассеивающую среду

Как было показано в главе 2, экспериментальные исследования подтвердили наличие aberrаций усреднённого волнового фронта излучения, прошедшего сквозь слой рассеивающей среды. Имея численное представление экспериментально измеренных aberrаций, а также экспериментально измеренные функции отклика адаптивного зеркала, можно численно оценить эффективность коррекции искажений адаптивным биморфным зеркалом [188]. Для этого было разработано программное обеспечение, которое позволяло раскладывать экспериментально измеренную поверхность усреднённого волнового фронта излучения, прошедшего сквозь рассеивающую среду, по функциям отклика электродов зеркала [189].

Расчёт необходимых напряжений на электродах деформируемого зеркала осуществлялся таким образом, чтобы координаты центров фокальных пятен анализируемого пучка после подачи корректирующих напряжений максимально приблизились к координатам центров фокальных пятен опорного пучка [190].

Алгоритм численной коррекции aberrаций усреднённого волнового фронта можно описать следующим образом:

1. Усреднённый волновой фронт в виде значений коэффициентов при полиномах Цернике, а также смещения фокальных пятен известны из экспериментальных измерений, описанных в разделе 2.3.3.

2. Имея, с одной стороны, матрицу смещений фокальных пятен на датчике Шака-Гартмана  $\begin{Bmatrix} S_x^k \\ S_y^k \end{Bmatrix}$ , соответствующую некоторому усреднённому волновому фронту, а с другой — матрицу значений функций отклика зеркала  $RF$ , также состоящую из смещений фокальных пятен, регистрируемых при подаче напряжения на каждый из электродов зеркала, получаем систему линейных уравнений относительно неизвестных коэффициентов, являющихся значениями напряжений на электродах зеркала. Для решения такой системы уравнений использовался метод наименьших квадратов.

$$\begin{Bmatrix} S_x^k \\ S_y^k \end{Bmatrix} = \sum_{j=1}^N U_j \cdot RF_j(x_k, y_k), \quad (33)$$

где  $S_x^k, S_y^k$  — известные значения смещений  $k$ -го фокального пятна по оси  $X$  и  $Y$ , соответственно,

$N$  — количество управляющих электродов зеркала,

$U_j$  — величина напряжения на  $j$ -м электроде, которую необходимо вычислить,

$RF_j(x_k, y_k)$  — известное значение функции отклика  $j$ -го электрода в точке  $(x_k, y_k)$ .

3. Вычислив вектор значений напряжений  $U$ , которые необходимы для компенсации измеренных смещений фокальных пятен, определяем соответствующие им смещения фокальных пятен  $S_{corr_x^k}, S_{corr_y^k}$  по формуле:

$$\begin{Bmatrix} S_{corr_x^k} \\ S_{corr_y^k} \end{Bmatrix} = \sum_{j=1}^N U_j \cdot RF_j(x_k, y_k), \quad (34)$$

4. Зная значения смещений фокальных пятен  $S_{corr_x^k}, S_{corr_y^k}$ , определяем, какому усреднённому волновому фронту они соответствуют — то есть

рассчитываем коэффициенты  $a_i$  при полиномах Цернике, также составляя систему линейных уравнений и решая её методом наименьших квадратов:

$$\frac{1}{f} \cdot \begin{Bmatrix} S_{corr_x^k} \\ S_{corr_y^k} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \frac{\partial W(x, y)}{\partial x} \\ \frac{\partial W(x, y)}{\partial y} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \sum_i^N a_i \cdot \frac{\partial Z_i(x, y)}{\partial x} \\ \sum_i^N a_i \cdot \frac{\partial Z_i(x, y)}{\partial y} \end{Bmatrix}. \quad (35)$$

5. Зная коэффициенты при полиномах Цернике для начальной поверхности усреднённого волнового фронта и рассчитанной поверхности зеркала, находим поточечную разность этих поверхностей и определяем остаточную ошибку коррекции.

Таблица 6 показывает амплитуды aberrаций усреднённого волнового фронта для каждой рассматриваемой концентрации рассеивателей до и после коррекции [191, 192] с использованием функций отклика биморфного зеркала. Например, можно видеть, что для концентрации  $7.4 \times 10^5 \text{ мм}^{-3}$  теоретически можно уменьшить амплитуду aberrаций с 0.819 мкм до 0.1 мкм.

Таблица 6. Амплитуда aberrаций усреднённого волнового фронта излучения, прошедшего сквозь слой рассеивающей среды с различными концентрациями.

Концентрация, $10^5 \text{ мм}^{-3}$	1.3	2.5	4.5	6	7.4	8.5	9.4	10.3
Амплитуда aberrаций до коррекции, мкм	0.03	0.33	0.43	0.69	0.82	1.52	2.14	2.75
Амплитуда aberrаций после коррекции, мкм	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.09	0.09	0.11

На Рис. 62 эти данные (Таблица 6) приведены в графическом формате.

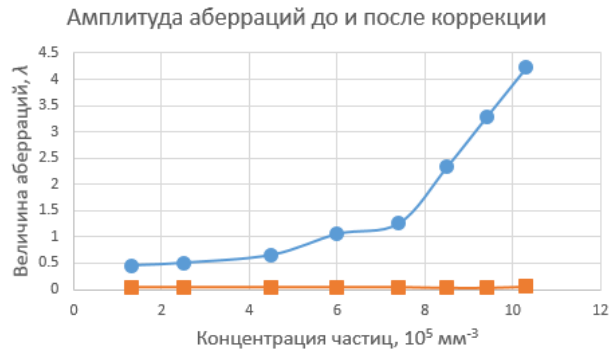


Рис. 62. Зависимость амплитуды aberrаций усреднённого волнового фронта от концентрации рассеивающих частиц до численной коррекции (кривая с круглыми маркерами) и после (кривая с квадратными маркерами).

В качестве примера на Рис. 63 приведены результаты численной коррекции искажений усреднённого волнового фронта лазерного излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды с концентрацией  $6.06 \times 10^5 \text{ мм}^{-3}$ .

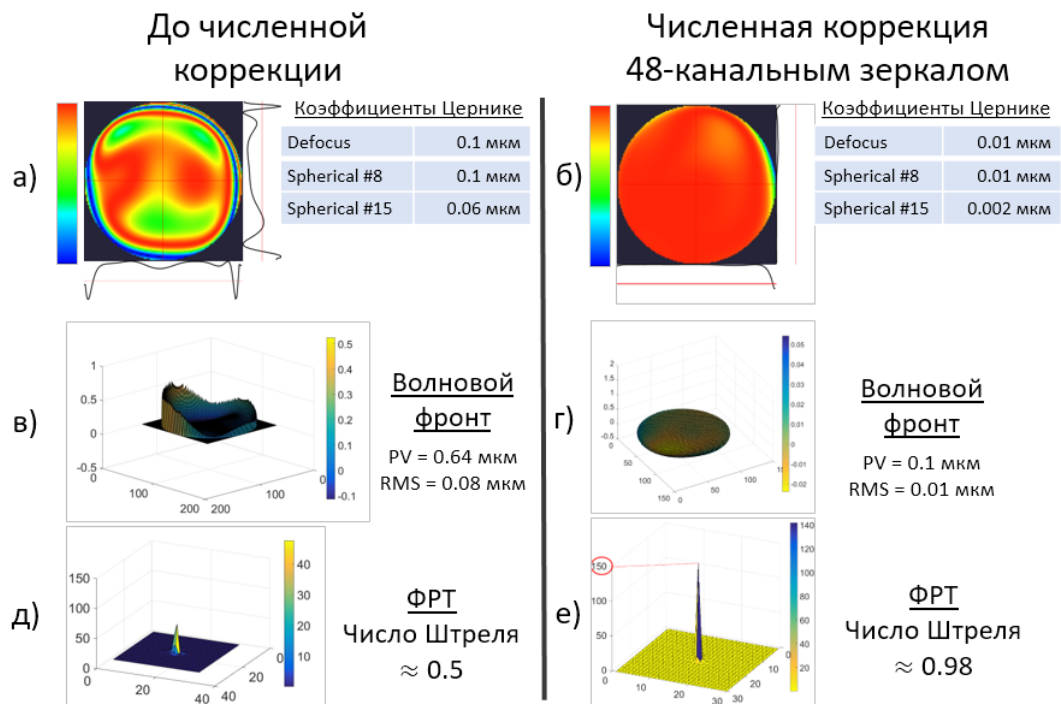


Рис. 63. Результаты экспериментальных измерений и численной коррекции искажений усреднённого волнового фронта лазерного излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды с концентрацией  $6.06 \times 10^5 \text{ мм}^{-3}$ , что приблизительно соответствует слою тумана средней плотности протяжённостью порядка 1.5-2 км: интерферограммы волнового фронта и описывающие их коэффициенты при центрально-симметричных полиномах Цернике а) до и б) после численной коррекции; трёхмерная восстановленная фазовая поверхность, амплитуда поверхности PV и среднеквадратичное отклонение RMS в) до и г) после численной коррекции; расчётная функция рассеяния точки (ФРТ) и определённое по критерию Марешала число Штреля д) до и е) после численной коррекции.



Из Рис. 63 видно, что в результате выполнения алгоритма численной коррекции амплитуда искажений усреднённого волнового фронта была уменьшена более чем в 6 раз, при этом результирующая трёхмерная поверхность волнового фронта стала практически плоской, как и соответствующая ему интерференционная картина. Для оценки степени влияния aberrаций на распределение интенсивности излучения в фокусе линзы можно использовать функцию рассеяния точки [193] и число Штреля [194–195]. Для расчёта функции рассеяния точки применялось быстрое преобразование Фурье, использующее полученные с датчика Шака-Гартмана значения распределения фазы и интенсивности излучения. Для определения числа Штреля применялся критерий Марешаля, использующий средний квадрат деформации волнового фронта:

$$Strehl = e^{(-\frac{2\pi}{\lambda} \cdot RMS)^2}, \quad (36)$$

где  $\lambda$  — длина волны излучения,

$RMS$  — среднеквадратичное отклонение волнового фронта.

Расчётные функции рассеяния точки и значения числа Штреля, соответствующие измеренному усреднённому волновому фронту и скорректированному с помощью алгоритма численной коррекции, приведены на Рис. 63д и Рис. 63е, соответственно.

Таким образом, с помощью численного эксперимента было показано, что биморфное адаптивное зеркало с апертурой 50 мм и 48 управляющими электродами способно с высокой эффективностью компенсировать искажения усреднённого волнового фронта лазерного излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды, что улучшает фокусировку пучка, уменьшая его диаметр до дифракционного и увеличивая уровень интенсивности в центральном пике.

### 3.6. Экспериментальная фокусировка лазерного пучка с помощью биморфного зеркала

Для подтверждения возможности фокусировки лазерного пучка, прошедшего сквозь рассеивающую среду, была собрана экспериментальная адаптивная оптическая система [196], схема и фотография которой представлены на Рис. 64 и на Рис. 65, соответственно.

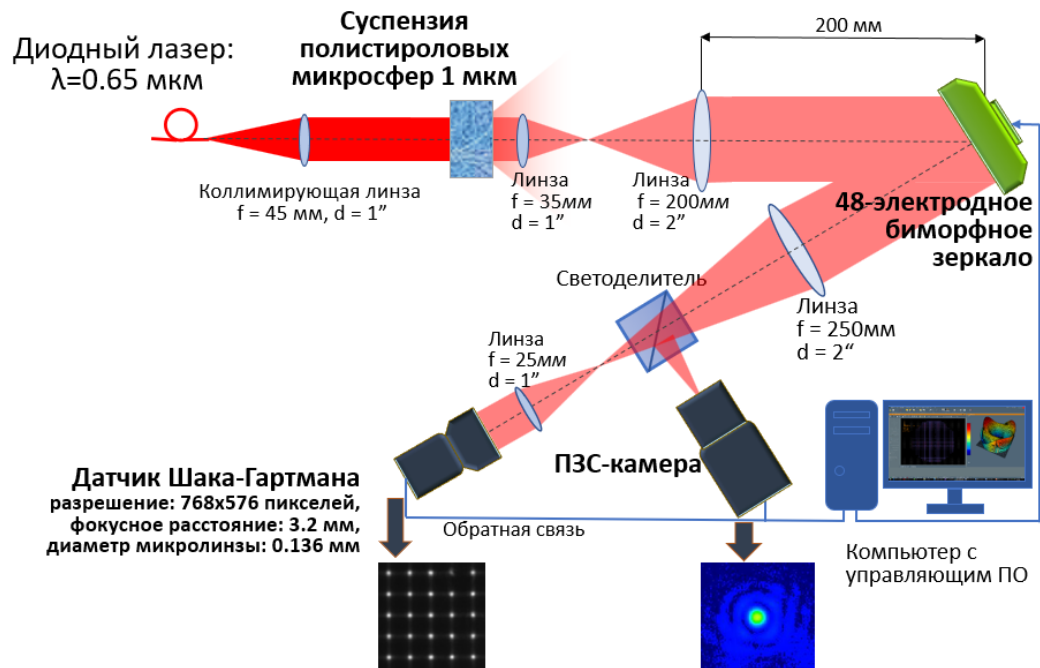


Рис. 64. Схема экспериментальной установки для улучшения фокусировки лазерного пучка, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды.



Рис. 65. Фотография экспериментальной установки для улучшения фокусировки лазерного пучка, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды.

Излучение диодного лазера на длине волны 0.65 мкм с волоконным выводом падало на коллимирующую линзу диаметром 25.4 мм и фокусным расстоянием 45 мм, далее параллельный пучок проходил сквозь стеклянную кювету с суспензией полистироловых микросфер диаметром 1 мкм, взвешенных в дистиллированной воде. Рассеянный пучок попадал на расширяющий телескоп, состоящий из двух линз и сопрягающий плоскость выходной грани кюветы и плоскость биморфного зеркала DM2-50-48, подробно описанного в пункте 3.2. После отражения от поверхности зеркала, пучок падал на сужающий телескоп, в котором с помощью светоделителя разделялся на 2 части. Одна часть пучка попадала на датчик Шака-Гартмана для измерения усреднённого волнового фронта, а другая часть фокусировалась на ПЗС-камеру с микро-объективом с 20-кратным увеличением, где формировалось фокальное пятно, улучшение качества которого и являлось одной из целей настоящей работы. Данные, получаемые с датчика Шака-Гартмана и с анализатора фокального пятна, поступали в персональный компьютер, где выполнялась их обработка и расчёт управляющих напряжений, которые необходимо было подавать на электроды адаптивного зеркала [197].

### 3.6.1. Алгоритмы фокусировки излучения

Как было показано в пункте 1.5 главы 1, существует 2 наиболее популярных алгоритма управления адаптивной системой для компенсации фазовых искажений излучения: метод фазового сопряжения и метод апертурного зондирования. Мы экспериментально протестировали обе эти методики применительно к задаче улучшения качества фокусировки лазерного пучка, распространяющегося сквозь рассеивающий аэрозоль. Ниже приводится более подробное описание каждого из методов.

1. Алгоритм фазового сопряжения заключается в минимизации смещений фокальных пятен на датчике Шака-Гартмана, вызванных аберрациями

волнового фронта, путём изменения профиля отражающей поверхности биморфного зеркала. Цель алгоритма — минимизация функционала:

$$\begin{cases} S_x^k \\ S_y^k \end{cases} = \sum_{j=1}^N U_j \cdot RF_j(x_k, y_k) \rightarrow MIN, \quad (37)$$

где  $S_x^k, S_y^k$  — известные значения смещений  $k$ -го фокального пятна по оси  $X$  и  $Y$ , соответственно,

$N$  — количество управляющих электродов зеркала,

$U_j$  — величина напряжения на  $j$ -м электроде, которую необходимо вычислить,

$RF_j(x_k, y_k)$  — известное значение функции отклика  $j$ -го электрода в точке  $(x_k, y_k)$ .

Поскольку и смещения фокальных пятен, и функции отклика представляются в матричном виде, необходимо решить систему линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных значений напряжений  $U$ . Для этого использовался метод наименьших квадратов. Рассчитанный вектор напряжений устанавливается на электроды адаптивного зеркала, что приводит к компенсации аберраций волнового фронта и, как следствие, к улучшению фокусировки лазерного излучения.

## 2. Алгоритм апертурного зондирования

Цель алгоритма апертурного зондирования или алгоритма «восхождения на холм» заключается в максимизации плотности энергии в фокальном пятне в дальней зоне, то есть в уменьшении диаметра фокального пятна до дифракционного при одновременном увеличении его пиковой интенсивности. В настоящей работе была подобрана следующая целевая функция, которую необходимо было минимизировать:

$$\frac{1}{MaxIntens} \cdot (D_x + D_y) \cdot \max(D_x, D_y) \rightarrow MIN \quad (38)$$

где  $D_x$  — диаметр фокального пятна на ПЗС-камере вдоль оси  $X$ ,

$D_y$  — диаметр фокального пятна на ПЗС-камере вдоль оси  $Y$ ,

$MaxIntens$  — пиковая интенсивность фокального пятна.

Блок-схема алгоритма апертурного зондирования приведена на Рис. 66.

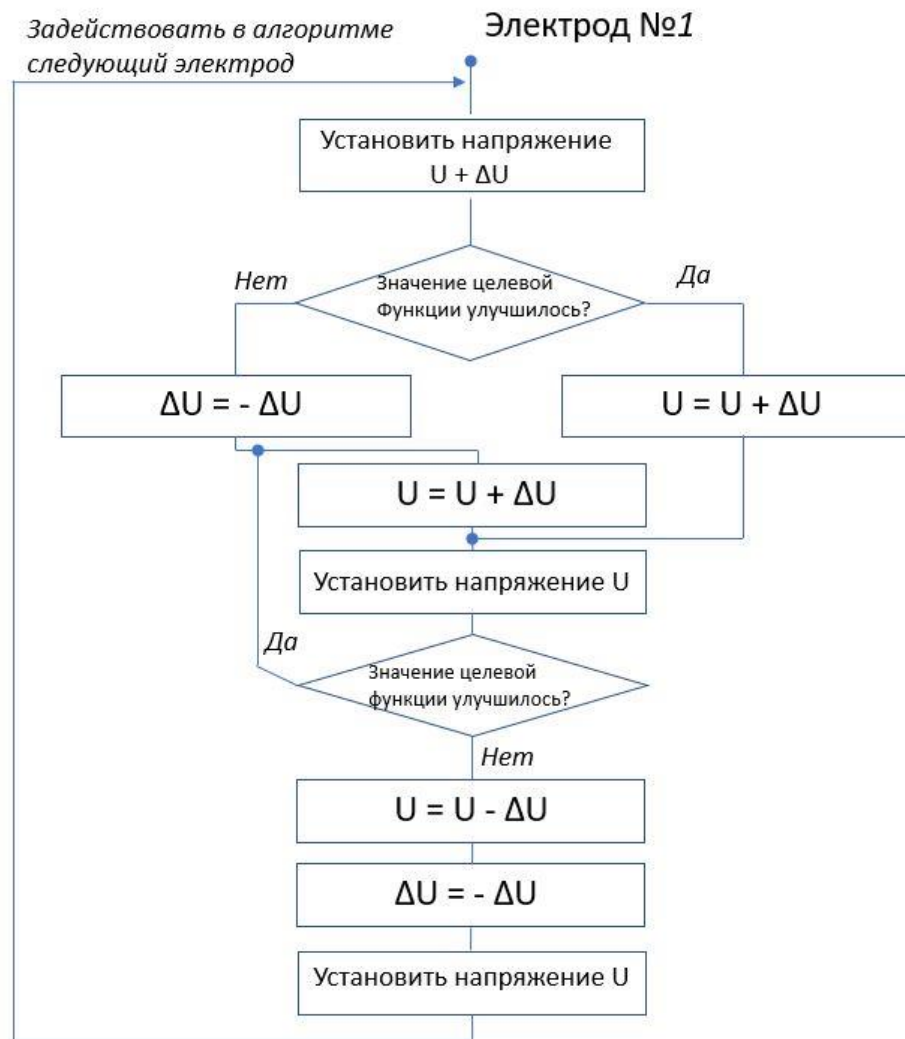


Рис. 66. Блок-схема алгоритма «восхождения на холм», используемого для улучшения фокусировки рассеянного лазерного излучения.

Алгоритм «восхождения на холм» можно описать следующим образом:

1. На  $i$ -м шаге выбирается  $i$ -й электрод (от 2-го до 48-го).

2. На нём устанавливается пробное напряжение  $U + \Delta U$ .
3. Выполняется расчёт целевой функции.
4. Если значение целевой функции стало хуже, чем перед установкой пробного напряжения, то меняется знак инкремента напряжения, выполняется откат значения напряжения к предыдущему, вычисляется новое значение напряжения в соответствии с изменённым знаком инкремента, и это значение устанавливается на электрод. Если значение целевой функции стало лучше, то к текущему значению напряжения добавляется инкремент и новое значение устанавливается на электрод.
5. Выполняется проверка целевой функции.
6. Если значение целевой функции стало лучше, то к текущему значению напряжения добавляется инкремент и новое значение устанавливается на электрод.
7. Пункты 5 и 6 повторяются до тех пор, пока значение целевой функции не станет хуже, либо пока не будет достигнуто пороговое значение напряжения на данном электроде.
8. Если значение целевой функции стало хуже после установки очередного напряжения, то выполняется возврат к предыдущему значению напряжения и знак инкремента сменяется на обратный.
9. Далее выполняется переход к  $(i+1)$ -му электроду и шаги алгоритма 1 — 8 повторяются до тех пор, пока не будет получено фокальное пятно желаемого качества.

### 3.6.2. Подготовка и настройка адаптивной оптической системы

На подготовительном этапе вместо биморфного зеркала в экспериментальную схему была установлена эталонная пластина (Рис. 67) с плоскостностью отражающей поверхности порядка 0.07 мкм, стеклянная кювета была заполнена чистой дистиллированной водой (без рассеивающих частиц) — в таких условиях на анализаторе интенсивности была записана серия изображений фокальных пятен в дальней зоне.

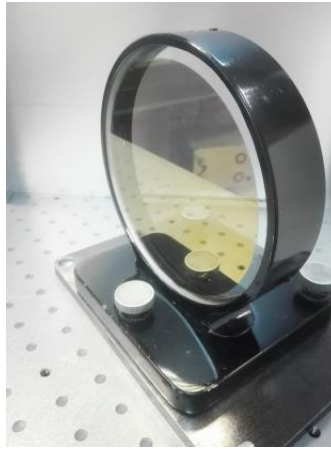


Рис. 67. Плоская эталонная пластина в оправе для оценки качества фокального пятна в отсутствие рассеивающей среды.

Затем эталонная пластина была заменена на биморфное зеркало, что привело к ухудшению качества фокального пятна ввиду неизбежно присутствующей начальной деформации поверхности адаптивного зеркала. Деформация отражающей поверхности присуща всем биморфным зеркалам и связана с технологическими особенностями их изготовления. Для оценки начальных искажений используемое в работе биморфное зеркало DM2-50-48 было установлено в интерферометр Zygo Mark IV. Результаты измерений показали, что амплитуда деформации поверхности зеркала составляет 2.25 мкм, среднеквадратичное отклонение — 0.6 мкм, причём наибольший вклад вносит дефокусировка. Фазовая карта и интерферограмма поверхности зеркала, полученные на Zygo Mark IV, представлены на Рис. 68.

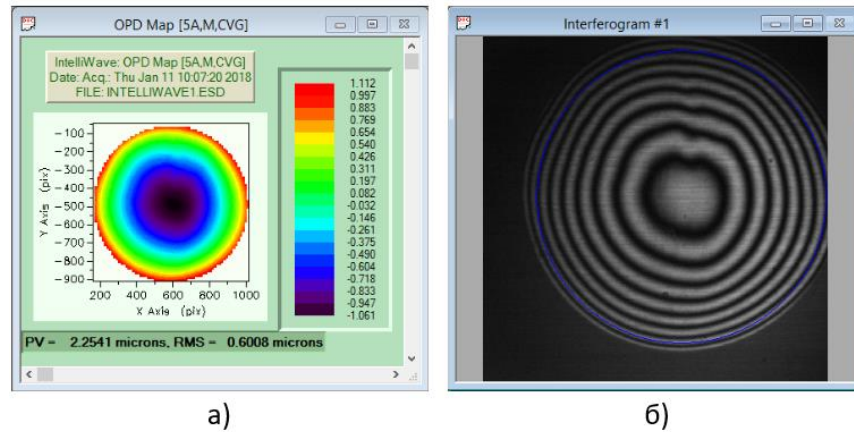


Рис. 68. Фазовая карта (а) и интерферограмма (б) поверхности биморфного зеркала DM2-50-48, измеренные на интерферометре Zygo Mark IV.

Дефокусировка была скорректирована вручную путём подбора необходимого напряжения на первом электроде адаптивного зеркала. Остаточные aberrации были скорректированы с помощью алгоритма апертурного зондирования, описанного в пункте 3.6.1. В результате удалось увеличить максимальный уровень интенсивности фокального пятна в дальней зоне со 160 до 255 единиц в оттенках серого (использовался 8-битный цифровой анализатор интенсивности). Распределения интенсивности и соответствующие им профили приведены на Рис. 69.

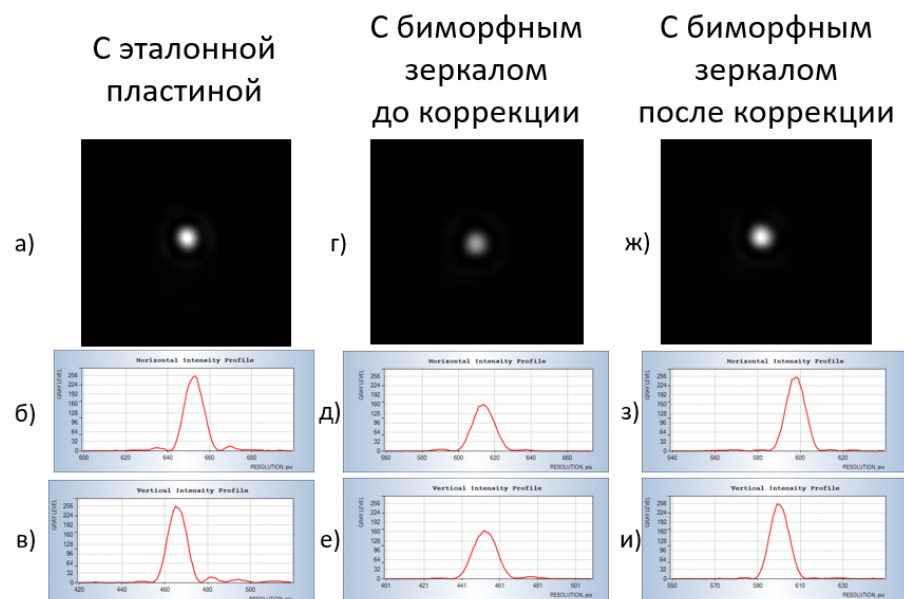


Рис. 69. Начальная оптимизация фокального пятна в дальней зоне: а) экспериментально полученное изображение фокального пятна и б), в) соответствующие ему профили интенсивности для лабораторной установки с эталонной пластиной, г), д), е) — для установки с биморфным зеркалом без



коррекции, ж), з), и) — для установки с биморфным зеркалом после подачи напряжений, рассчитанных алгоритмом восхождения на холм.

Набор рассчитанных напряжений  $U_{init}$  на нескольких первых каналах адаптивного зеркала представлен на Рис. 70. Напряжения варьировались от минус 100 до плюс 20 В.



Рис. 70. Рассчитанные начальные напряжения на электродах зеркала (–100...+20 В).

Набор напряжений  $U_{init}$ , соответствующих наилучшему фокальному пятну, получаемому без рассеивающей среды, сохранялся в памяти программы и в дальнейшем использовался в качестве отправной точки — с этих напряжений начинали работу алгоритмы фокусировки при добавлении рассеивающих частиц в кювету. Гартманограмма с датчика Шака-Гартмана, получаемая при выставленных на зеркало напряжениях  $U_{init}$  использовалась в качестве опорной — именно относительно неё затем измерялись смещения фокальных пятен излучения, распространяющегося сквозь рассеивающий аэрозоль с изменяемой концентрацией частиц.

После настройки адаптивной системы в стеклянную кювету с водой добавлялась 1 капля суспензии полистироловых микросфер диаметром 1 мкм известной концентрации. Это приводило к искажению усреднённого волнового фронта лазерного пучка, распространяющегося сквозь кювету, а также к уширению фокального пятна в дальне зоне и уменьшению его яркости. Далее запускался алгоритм фазового сопряжения, на датчике Шака-Гартмана измерялся корректируемый усреднённый волновой фронт, а на анализаторе интенсивности регистрировалось изображение фокального пятна. После обработки результатов набор напряжений на электродах биморфного зеркала, рассчитанный с помощью алгоритма фазового сопряжения, сбрасывался и устанавливался набор

напряжений  $U_{init}$ . Далее запускался алгоритм апертурного зондирования, анализатор интенсивности регистрировал изображения фокального пятна, и затем выполнялась обработка получаемых результатов. Затем на зеркале устанавливался начальный набор напряжений  $U_{init}$ , в стеклянную кювету добавлялась ещё одна капля рассеивающей суспензии для увеличения концентрации рассеивателей, и вся описанная выше процедура повторялась.

### **3.6.3. Результаты улучшения фокусировки с помощью алгоритмов фазового сопряжения и апертурного зондирования**

Добавив несколько капель суспензии полистироловых микросфер в кювету и получив слой рассеивающей среды с концентрацией частиц порядка  $3.3 \times 10^5 \text{ мм}^{-3}$ , что условно можно поставить в соответствие со слоем тумана средней плотности протяжённостью от 900 до 1500 м согласно принципу подобия, была записана гартманограмма на датчике Шака-Гартмана и распределение интенсивности фокального пятна на анализаторе интенсивности. Результаты улучшения качества фокусировки с помощью алгоритма фазового сопряжения и апертурного зондирования представлены на Рис. 71.

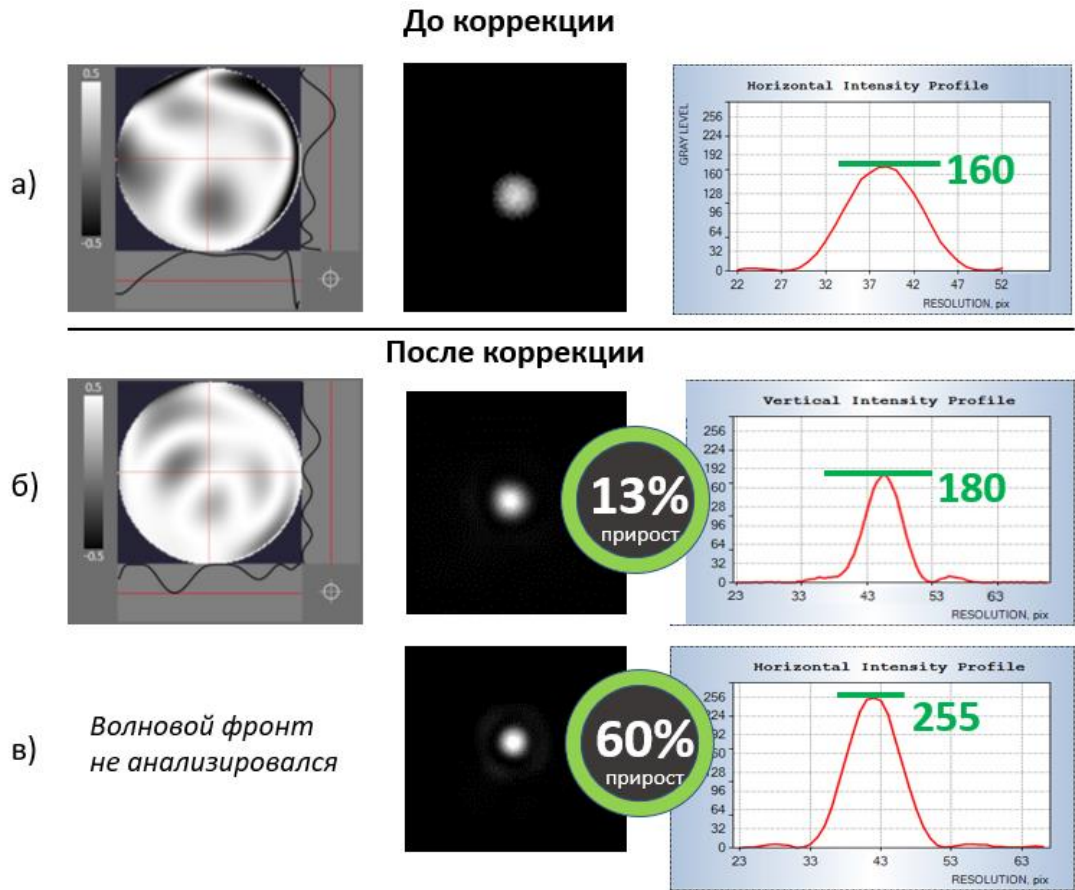


Рис. 71. Результаты улучшения качества фокусировки излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды с концентрацией  $3.3 \times 10^5 \text{ мм}^{-3}$ : а) интерферограмма, получаемая с помощью датчика Шака-Гартмана, распределение интенсивности фокального пятна и профиль распределения интенсивности до запуска алгоритмов коррекции; б) результаты работы алгоритма фазового сопряжения; в) результаты работы алгоритма апертурного зондирования.

Амплитуда и среднеквадратическая ошибка искажений волнового фронта до запуска адаптивной коррекции составляли 0.33 и 0.05 мкм, соответственно [198]. После запуска метода фазового сопряжения эти характеристики удалось уменьшить до 0.2 и 0.03 мкм, соответственно. Для этого потребовалось 3–4 итерации алгоритма. При этом пиковая интенсивность фокального пятна на анализаторе интенсивности возросла со 160 до 180 единиц в оттенках серого. Для оценки прироста  $E$  пиковой интенсивности использовалась следующая формула:

$$E = \frac{I_{after} - I_{before}}{I_{before}} \cdot 100\%, \quad (39)$$

где  $I_{after}$  — значение пиковой интенсивности фокального пятна после запуска алгоритма коррекции,

$I_{before}$  — значение пиковой интенсивности фокального пятна до запуска алгоритма коррекции.

Таким образом, алгоритм фазового сопряжения позволил увеличить пиковую интенсивность в фокусе на 13 %.

Аналогично, прирост пиковой интенсивности в результате работы алгоритма апертурного зондирования составил 60 %.

Для сравнения профилей пучка на Рис. 72 они приведены на одном графике.

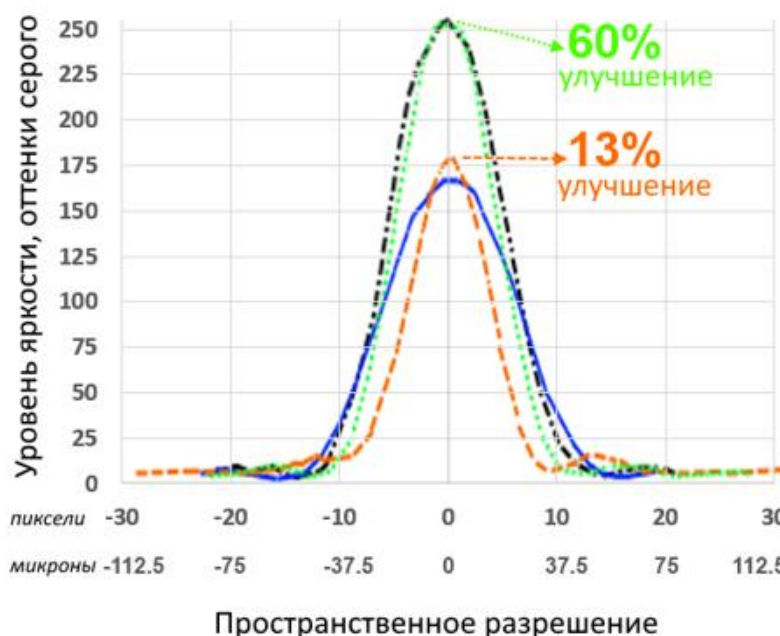


Рис. 72. Результаты улучшения качества фокусировки излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды с концентрацией  $3.3 \times 10^5 \text{ мм}^{-3}$ : поперечные сечения распределения интенсивности фокального пятна в дальней зоне до оптимизации (сплошная синяя кривая) и после оптимизации с помощью алгоритма фазового сопряжения (пунктирная оранжевая кривая) и алгоритма апертурного зондирования (точечная зелёная кривая). Чёрная штрихпунктирная кривая показывает сечение фокального пятна в отсутствие рассеивающей среды.

Далее рассчитанные напряжения на электродах зеркала сбрасывались и вновь устанавливался набор напряжений  $U_{init}$ . В кювету добавлялась ещё капля суспензии, тем самым увеличивая концентрацию среды до  $6.2 \times 10^5 \text{ мм}^{-3}$ , что согласно принципу подобия условно можно поставить в соответствие со слоем тумана средней плотности протяжённостью от 1500 до 2000 м. Однако, попытка

обработать получаемую на датчике Шака-Гартмана гартманограмму не увенчалась успехом. При возрастании концентрации рассеивающей среды необходимо каждый раз увеличить время экспозиции видеокамеры, используемой в датчике, иначе интенсивность фокальных пятен оказывается недостаточной для корректной обработки. Но, как было показано в главе 1, большая часть фотонов, распространяющихся сквозь среду с используемым нами диапазоном концентраций — баллистические. Поэтому увеличение экспозиции камеры приводит к тому, что фокальные пятна в центральной части гартманограммы, соответствующей диаметру начального лазерного пучка, оказываются сильно засвеченными. В результате это приводит к некорректной работе алгоритма оценки центра тяжести пятна и, как следствие, к неправильной оценке искажений усреднённого волнового фронта излучения. Поэтому алгоритм обработки гартманограмм был модифицирован таким образом, чтобы на изображение можно было наносить кольцевую маску и тем самым исключать из рассмотрения сильно засвеченные центральные фокальные пятна (Рис. 73).

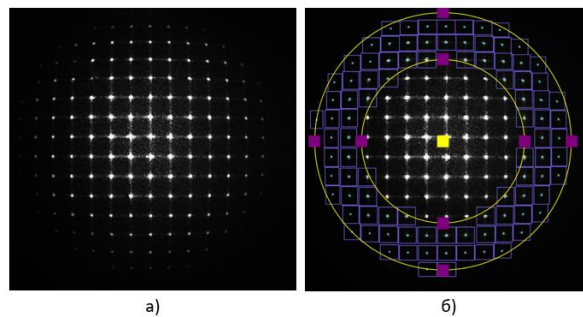


Рис. 73. Гартманограмма с сильно засвеченными фокальными пятнами в центральной части (а) и с нанесённой кольцевой маской (б) для аппроксимации усреднённого волнового фронта с использованием только периферийных фокальных пятен.

Поскольку усреднённого волновой фронт в центральной части пучка в этом случае не вычисляется, интерферограммы имеют специфический кольцевой вид. Результаты улучшения качества фокусировки с помощью алгоритма фазового сопряжения и апертурного зондирования представлены на Рис. 74.

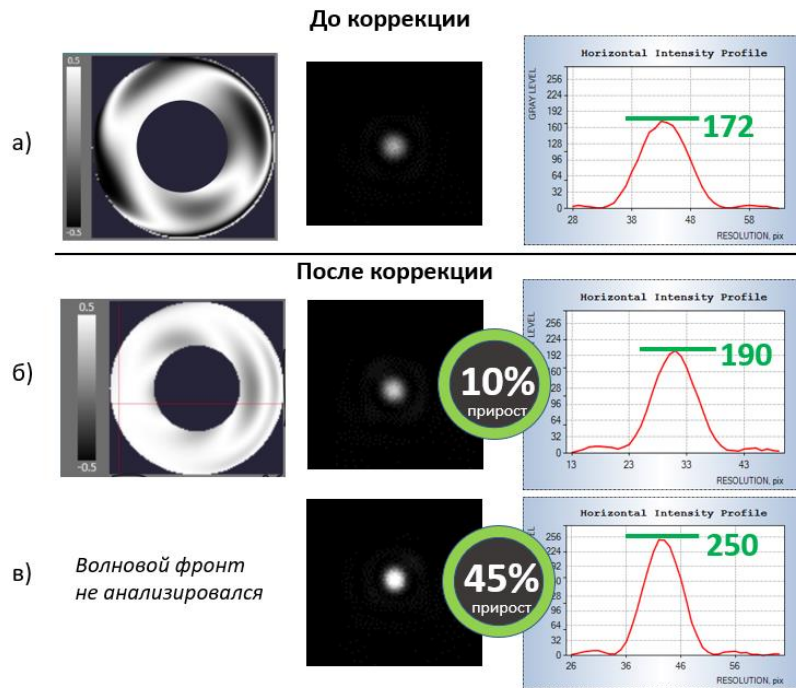


Рис. 74. Результаты улучшения качества фокусировки излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды с концентрацией  $6.2 \times 10^5 \text{ мм}^{-3}$ : а) интерферограмма с кольцевой маской, получаемая с помощью датчика Шака-Гартмана, распределение интенсивности фокального пятна и профиль распределения интенсивности до запуска алгоритмов коррекции; б) результаты работы алгоритма фазового сопряжения; в) результаты работы алгоритма апертурного зондирования.

Амплитуда и среднеквадратическая ошибка искажений усреднённого волнового фронта до запуска адаптивной коррекции составляли 0.49 и 0.08 мкм, соответственно. После запуска метода фазового сопряжения эти характеристики удалось уменьшить до 0.14 и 0.03 мкм, соответственно. При этом пиковая интенсивность фокального пятна на анализаторе интенсивности возросла со 172 до 190 единиц в оттенках серого, что соответствует приросту в 10 %. Алгоритм апертурного зондирования позволил увеличить пиковую интенсивность фокального пятна на 45 %. Таблица 7 содержит результаты работы адаптивной системы по улучшению фокусировки рассеянного лазерного излучения.

Таблица 7. Результаты работы адаптивной системы по улучшению фокусировки рассеянного лазерного излучения. Значения пиковой интенсивности указаны в уровнях яркости (у.я.).

Метод коррекции	Измеряемые параметры	Концентрация рассеивателей			
		$3.3 \times 10^5 \text{ мм}^{-3}$		$6.2 \times 10^5 \text{ мм}^{-3}$	
		До коррекции	После коррекции	До коррекции	После коррекции
Метод фазового	PV	0.33 мкм	0.20 мкм	0.49 мкм	0.14 мкм
	RMS	0.05 мкм	0.03 мкм	0.08 мкм	0.03 мкм

сопряжения	Пиковая интенсивность	160 у.я.	180 у.я.	172 у.я.	190 у.я.
	Прирост пиковой интенсивности	13 %		10 %	
Метод апертурного зондирования	Пиковая интенсивность	160 у.я.	255 у.я.	172 у.я.	250 у.я.
	Прирост пиковой интенсивности	60 %		45 %	

Можно отметить снижение эффективности фокусировки с увеличением концентрации рассеивающей среды. Это объясняется уменьшением количества приосевых фотонов. Мы провели численные оценки с помощью модели, описанной в главе 1, которые показали, что доля приосевых фотонов, регистрируемых на сенсоре, составляет порядка 6 % для концентрации рассеивателей  $3.3 \times 10^5 \text{мм}^{-3}$  и уменьшается до 3 % уже для концентрации  $4.1 \times 10^5 \text{мм}^{-3}$ . Увеличение концентрации рассеивающих частиц приводит к режиму многократного рассеяния, когда более 99 % фотонов становятся диффузными, т.е. свет полностью рассеивается. Поэтому чем меньшая доля приосевых фотонов падает на адаптивное зеркало (и затем на датчик), тем меньший вклад оно может дать в улучшение качества фокусировки рассеянного лазерного пучка [199].

Меньшую эффективность метода фазового сопряжения по сравнению с методом апертурного зондирования для фокусировки рассеянного лазерного излучения можно объяснить несколькими причинами. Во-первых, метод фазового сопряжения основан на минимизации функционала, связанного с фазой излучения, что в идеале должно привести к увеличению пиковой интенсивности и уменьшению диаметра фокального пятна в дальней зоне. То есть выполняется оптимизация не фокального пятна напрямую, а некоторого функционала, косвенно связанного с фокальным пятном. Как было показано в работе [200], минимизация функционала  $\Phi = \min\{\sum_i \Delta S^2\}$ , то есть смещений фокальных пятен гартманогаммы  $\Delta S$ , не всегда соответствует оптимальному волновому фронту (в

нашем случае — плоскому). Одна из возможных причин для этого — соответствие различных комбинаций смещений фокальных пятен гартманогаммы одному и тому же значению функционала  $\Phi$ , но различным амплитудам искажения волнового фронта (Рис. 75).

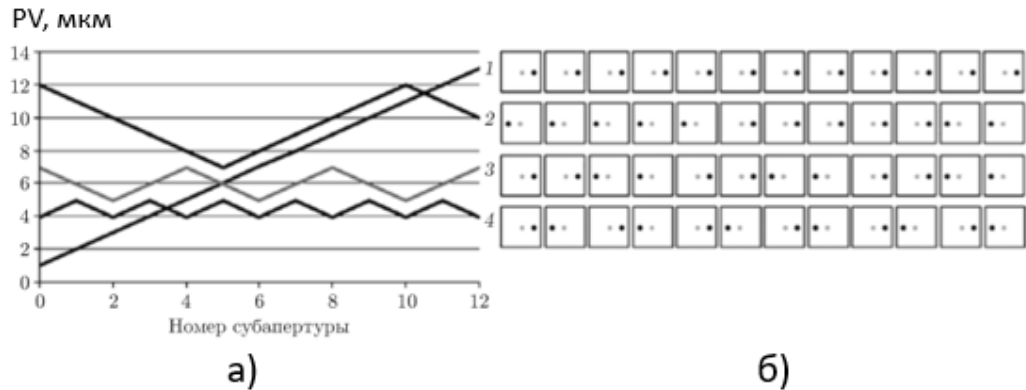


Рис. 75. Графики амплитуды волнового фронта (а) для четырёх разных наборов фокальных пятен (б).

Функционал  $\Phi$  в каждом случае один и тот же, смещения пятен по амплитуде одинаковы, а различаются только направления смещений. Амплитуда волнового фронта  $PV$  в первом случае равна 12 мкм (кривая 1), во втором — 7 мкм, в третьем — 2 мкм, а четвёртом случае — 1 мкм. Таким образом, с точки зрения алгоритма минимизации все случаи идентичны, в то время как восстановленные волновые фронты отличаются как по форме, так и — существенно — по амплитуде. Во-вторых, разрешающей способности используемого датчика Шака-Гартмана может быть недостаточно для учёта имеющихся искажений усреднённого волнового фронта. В-третьих, метод фазового сопряжения принципиально не может учесть aberrаций, вносимых в пучок в результате отражения от светоделительной пластины и распространения до анализатора интенсивности (в том числе aberrаций микрообъектива камеры). В-четвёртых, используемый в алгоритме фазового сопряжения метод наименьших квадратов может приводить к большей ошибке аппроксимации в случае анализа многократно рассеянного излучения по сравнению со случаем, когда рассеяние отсутствует и волновой фронт определяется корректно. Однако, метод фазового



сопряжения обеспечивает существенно большую скорость коррекции искажений, что может быть важно для динамически изменяющихся аэрозольных сред.

### Выводы к главе 3

1. Модель численной коррекции искажений усреднённого волнового фронта лазерного излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды, с использованием функций отклика биморфного адаптивного зеркала можно применять для оценки улучшения фокусировки пучка (увеличения параметра Штреля).
2. Для улучшения качества фокусировки монохроматического лазерного излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды, с помощью адаптивной оптической системы может применяться как функционал, выражаемый через производную волнового фронта с использованием матрицы смещений фокальных пятен на датчике Шака-Гартмана (алгоритм фазового сопряжения), так и функционал, который напрямую зависит от пиковой интенсивности и диаметра фокального пятна, регистрируемого на анализаторе интенсивности (алгоритм апертурного зондирования). При этом алгоритм фазового сопряжения отличается существенно более высокой скоростью работы, а алгоритм апертурного зондирования — более высокой эффективностью.
3. Применение метода фазового сопряжения в адаптивной системе с датчиком Шака-Гартмана и биморфным зеркалом диаметром 50 мм с 48 каналами позволило увеличить пиковую интенсивность фокального пятна излучения, прошедшего рассеивающую среду, на 13 %.
4. Применение метода апертурного зондирования в адаптивной оптической системе с анализатором распределения интенсивности на основе ПЗС-камеры и биморфным зеркалом диаметром 50 мм с 48 каналами позволило увеличить пиковую интенсивность фокального пятна излучения, прошедшего рассеивающую среду, на 60 %.

## Заключение

В заключении представлены основные полученные в диссертационной работе результаты и выводы.

1. Разработана адаптивная оптическая система, которая позволяет улучшить качество фокусировки лазерного излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды с оптической толщиной в диапазоне от 1 до 10 и фактором анизотропии 0.9 (концентрация частиц диаметром 1 мкм — от  $10^5$  мм<sup>-3</sup> до  $10^6$  мм<sup>-3</sup>), что, согласно принципу подобия, можно поставить в соответствие слою тумана протяжённостью от 300–500 м до нескольких километров. Адаптивная система работает с использованием двух алгоритмов улучшения качества фокусировки излучения — алгоритма фазового сопряжения и алгоритма апертурного зондирования — и включает в себя биморфное деформируемое зеркало, датчик Шака-Гартмана и анализатор распределения интенсивности. В работе рассмотрены и подробно описаны оба алгоритма. По результатам сравнения алгоритмов на лабораторной установке алгоритм апертурного зондирования показал существенно бóльшую (в 4 раза) эффективность, чем алгоритм фазового сопряжения.
2. Создана компьютерная модель распространения лазерного излучения сквозь слой рассеивающей среды. Модель позволяет задавать такие параметры, как размеры слоя рассеивающей среды, радиус и концентрацию рассеивателей, показатели преломления рассеивателей и среды, количество фотонов, длину волны излучения, диаметр пучка, начальное распределение интенсивности пучка, вид и размер апертуры приёмной площадки, размер единичной площадки (размер пикселя), а также положение приёмной площадки относительно среды. Модель была реализована в виде приложения с графическим интерфейсом для операционной системы Windows. Проведённые численные оценки

показали уширение лазерного пучка при прохождении сквозь рассеивающую среду с концентрацией частиц в диапазоне от  $10^5$  мм<sup>-3</sup> до  $10^6$  мм<sup>-3</sup>. Получаемые в модели данные верифицировались с использованием аналогичной модели «МСМЛ», написанной Л. Вангом и С. Джакесом. Точность воспроизведения результатов составила более 99 %.

3. Получены зависимости количества баллистических, приосевых и диффузных фотонов, прошедших сквозь рассеивающую среду, от концентрации рассеивателей, на основании чего даны оценки возможности улучшения фокусировки пучка.
4. Разработанная модель оценки искажений усреднённого волнового фронта лазерного излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды с концентрацией частиц от  $10^5$  мм<sup>-3</sup> до  $10^6$  мм<sup>-3</sup>, с использованием принципа Шака-Гартмана показала возрастание амплитуды центрально-симметричных aberrаций от 0 до 2 мкм (возрастание среднеквадратичного отклонения – от 0 до 0.43 мкм) с ростом концентрации рассеивателей. Построенная лабораторная экспериментальная установка с датчиком Шака-Гартмана для измерения искажений усреднённого волнового фронта лазерного излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды, подтвердила результаты численного моделирования.
5. Модель численной коррекции искажений усреднённого волнового фронта лазерного излучения, распространяющегося сквозь слой рассеивающей среды, с использованием функций отклика биморфного адаптивного зеркала можно применять для оценки улучшения фокусировки пучка (увеличения параметра Штреля).
6. Применение метода фазового сопряжения в адаптивной оптической системе с датчиком Шака-Гартмана и биморфным деформируемым зеркалом диаметром 48 управляющими электродами, расположенными в

- 6 кольцах, позволяет увеличить не менее чем на 13 % пиковую интенсивность фокального пятна излучения, прошедшего слой рассеивающей среды с оптической толщиной в диапазоне от 1 до 10 и фактором анизотропии 0.9.
7. Применение метода апертурного зондирования в адаптивной оптической системе с анализатором распределения интенсивности на основе ПЗС-камеры и биморфным зеркалом с 48 электродами, расположенными в 6 кольцах, позволяет увеличить не менее чем на 60 % пиковую интенсивность фокального пятна излучения, прошедшего слой рассеивающей среды с оптической толщиной в диапазоне от 1 до 10 и фактором анизотропии 0.9.
8. Разработана методика экспериментального измерения концентрации рассеивающей суспензии полистироловых микросфер, использующая закон ослабления излучения Бугера-Ламберта-Бэра. Создано соответствующее программное обеспечение, а также собрана экспериментальная установка.

## Список литературы

1. Kaufmann, J. Free space optical communications: an overview of applications and technologies / J. Kaufmann // Proceedings of the Boston IEEE Communications Society Meeting. — 2011.
2. Barros, R. Experimental setup for investigation of laser beam propagation along horizontal urban path / R. Barros, S. Keary, L. Yatcheva, I. Toselli, S. Gladysz // Proc. SPIE 9242. — 2014. — PP. 92421L.
3. Calvo, R.M. Transmitter diversity verification on ARTEMIS geostationary satellite / R.M. Calvo, P. Becker, D. Giggenbach, F. Moll, M. Schwarzer, M. Hinz, Z. Sodnik // Proc. SPIE 8971, Free-Space Laser Communication and Atmospheric Propagation XXVI. — 2014. — PP. 897104.
4. Mosavi, N. Optical beam spreading in the presence of both atmospheric turbulence and quartic aberration / N. Mosavi, B. S. Marks, B. G. Boone, C. R. Menyuk // Proc. of SPIE, Free-Space Laser Communication and Atmospheric Propagation XXVI. — 2014. — 8971. —PP. 897103.
5. Summerer, L. Concepts for wireless energy transmission via laser / L. Summerer, O. Purcell // Journal of the British Interplanetary Society. — 2005. — № 58.
6. Bennet, F. Adaptive optics for laser space debris removal / F. Bennet, R. Conan, C. D'Orgeville, M. Dawson, N. Paulin, I. Price, F. Rigaut, I. Ritchie, C. Smith, K. Uhlendorf // Proc. SPIE 8447, Adaptive Optics Systems III. — 2012. — PP. 844744.
7. Ebisuzaki, T. Deorbiting of space debris by laser ablation / T. Ebisuzaki // Proc. of International Symposium "Topical Problems of Nonlinear Wave Physics". — 2017. — P. 35.
8. Ma, Xiao-Song. (2012). Quantum teleportation over 143 kilometres using active feed-forward / T. Herbst, T. Scheidl, D. Wang, S. Kropatschek, W. Naylor, B. Wittmann, A. Mech, J. Kofler, E. Anisimova, V. Makarov, T. Jennewein, R. Ursin, A. Zeilinger, // Nature 489. — 2012. — PP. 269-73.

9. Haberland, U.H.P. Chirp optical coherence tomography of layered scattering media / U.H.P. Haberland, V. Blazek, H.J. Schmitt // *J. Biomed. Opt.* — 1998. — V. 3. — P. 259-266.
10. Arecchi, T. Optical coherence tomography for painting diagnostics: a novel application / T. Arecchi, M. Bellini, C. Corsi, R. Fontana, M. Materazzi, L. Pezzati, A. Tortora // *Proc. OSAV'2004, Int. Topical Meeting on Optical Sensing and Artificial Vision.* — St. Petersburg. — 2004. — 1821. — P. 225-230.
11. Парфенов, В.А. Лазерные методы и системы для реставрации и документирования произведений искусства: дис. ... д-ра. техн. наук : 01.04.05 / Парфенов Вадим Александрович. — Санкт-Петербург, 2018. — 402 с.
12. Астахов, И.Е. Решение векторного уравнения переноса в малоугловой модификации метода сферических гармоник / И.Е. Астахов, В.П. Будаков, Д.В. Лисицын // *Оптика атмосферы и океана.* — 1994. — V. 7. — № 6. — P. 753-761.
13. Гуров, И.П. Оптическая когерентная томография: принципы, проблемы и перспективы // В кн.: *Проблемы когерентной и нелинейной оптики* / Под ред. И.П. Гурова и С.А. Козлова. — СПб: СПбГУ ИТМО, 2004. — С. 6-30.
14. Зимняков, Д.А. Оптическая томография тканей / Д.А. Зимняков, В.В. Тучин // *Квантовая электроника.* — 2002. — V. 32. — № 10.
15. Исимару, А. Распространение и рассеяние волн в случайно неоднородных средах: в 2-х томах / А. Исимару. — М.: Мир, 1981.
16. Ахманов, С.А. Введение в статистическую радиофизику и оптику / С.А. Ахманов, Ю.Е. Дьяков, А.С. Чиркин. — М.: Наука, 1981.
17. Гудмен, Дж. Статистическая оптика / Дж. Гудмен. — М.: Мир, 1988.
18. Бакут, П.А. Теория когерентных изображений / П.А. Бакут, В.И. Мандросов, В.И. Матвеев и др. — М.: Радио и связь, 1987.
19. Jarry, G. Coherent components of forward light propagation through scattering media / G. Jarry, E. Steimer, V. Damaschini, M. Jurczak, R. Kaiser // *J. Opt.* — 1997. — V. 28. — PP. 83-89.

20. Cheng, C.-C. Propagation of transverse optical coherence in random multiple-scattering media / C.-C. Cheng, M.G. Raymer // *Phys. Rev. A.* — 2000. — V. 62. — PP. 1-12.
21. Гуров, И.П. Формирование и анализ стохастических интерференционных полей // В кн.: Проблемы когерентной и нелинейной оптики / Под ред. И.П. Гурова и С.А. Козлова. — СПб: СПбГИТМО, 2000. — СС. 67-87.
22. Putten, E.G. Scattering lens resolves sub-100 nm structures with visible light / E. G. van Putten, D. Akbulut, J. Bertolotti, W. L. Vos, A. Lagendijk, and A. P. Mosk // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — V. 106. — № 19. — PP. 193905.
23. Park, C. Full-field subwavelength imaging using a scattering superlens / C. Park, J.-H. Park, C. Rodriguez, H. Yu, M. Kim, K. Jin, S. Han, J. Shin, S. H. Ko, K. T. Nam, Y. H. Lee, Y. H. Cho, Y. Park // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — V. 113. — № 11. — PP. 113901.
24. Bold, M.M. Laser remote maneuver of space debris at the Space Environment Research Centre / Matthew M. Bold // *Proc. of SPIE 9979.* — 2016. — PP. 99790J.
25. Horstmeyer, R. Physical key-protected onetime pad / R. Horstmeyer, B. Judkewitz, I. M. Vellekoop, S. Assawaworrarit, C. Yang // *Sci Rep.* — 2013. — V. 3. — PP. 3543.
26. Goorden, S.A. Quantum-secure authentication of a physical unclonable key / S. A. Goorden, M. Horstmann, A. P. Mosk, B. Škorić, P. W. Pinkse // *Optica.* — 2014. — V. 1. — № 6. — PP. 421–424.
27. Horstmeyer, R. Secure storage of cryptographic keys within random volumetric materials / R. Horstmeyer, B. Judkewitz, I. Vellekoop, C. Yang // *Proc. of CLEO: Applications and Technology.* — 2013. — AF1H. 6.
28. Putten, E.G. Nonimaging speckle interferometry for high-speed nanometerscale position detection / E. G. van Putten, A. Lagendijk, A. P. Mosk // *Opt. Lett.* — V. 37. — №6. — PP. 1070–1072.
29. Топоровский, В.В. Методы адаптивной оптики для компенсации искажений излучения, прошедшего рассеивающую биологическую среду / В.В.

- Топоровский, И.В. Галактионов, А.В. Кудряшов // Тезисы конференции Наука-общество-технологии-2017 (SST-2017). — Москва. — 2017. — СС. 101-106.
30. Xu, H. Time-reversed ultrasonically encoded optical focusing into scattering media / X. Xu, H. Liu, L. V. Wang // *Nat. Photonics*. — 2011. — V. 5. — № 3. — PP. 154–157.
31. Wang, Y.M. Deep-tissue focal fluorescence imaging with digitally time-reversed ultrasound-encoded light / Y. M. Wang, B. Judkewitz, C. A. Dimarzio, and C. Yang // *Nat. Commun.* — 2012. — V. 3. — P. 928.
32. Judkewitz, B. Speckle-scale focusing in the diffusive regime with time-reversal of variance-encoded light (trove) / B. Judkewitz, Y. M. Wang, R. Horstmeyer, A. Mathy, and C. Yang // *Nat. Photonics*. — 2013. — V. 7. — № 4. — PP. 300–305.
33. Si, K. Fluorescence imaging beyond the ballistic regime by ultrasound pulse guided digital phase conjugation / K. Si, R. Fiolka, and M. Cui // *Nat. Photonics*. — 2012. — V. 6. — № 10. — PP. 657–661.
34. Cižmár, T. Exploiting multimode waveguides for pure fibre-based imaging / T. Cižmár, K. Dholakia // *Nat. Commun.* — 2012. — V. 3. — P. 1027.
35. Papadopoulos, I.N. Focusing and scanning light through a multimode optical fiber using digital phase conjugation / I. N. Papadopoulos, S. Farahi, C. Moser, D. Psaltis // *Opt. Express*. — 2012. — V. 20. — № 10. — PP. 10583–10590.
36. Papadopoulos, I.N. High-resolution, lensless endoscope based on digital scanning through a multimode optical fiber / I. N. Papadopoulos, S. Farahi, C. Moser, D. Psaltis // *Biomed. Opt. Express*. — 2013. — V. 4. — № 2. — PP. 260–270.
37. Choi, Y. Scanner-free and wide-field endoscopic imaging by using a single multimode optical fiber / Y. Choi, C. Yoon, M. Kim, T. D. Yang, C. Fang-Yen, R. R. Dasari, K. J. Lee, W. Choi // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — V. 109. — № 20. — PP. 203901.



38. Čižmár, T. In situ wavefront correction and its application to micromanipulation / T. Čižmár, M. Mazilu, K. Dholakia // *Nat. Photonics*. — 2010. — V. 4. — № 6. — PP. 388–394.
39. Ishimaru, A. Limitation on image resolution imposed by a random medium / A. Ishimaru // *Appl. Opt.* — 1978. — V. 17. — № 3. — PP. 348–352.
40. Minsky, M. Microscopy apparatus / M. Minsky // Patent US3013467 A. — 1961.
41. Keller, P. J. Reconstruction of zebrafish early embryonic development by scanned light sheet microscopy / P. J. Keller, A. D. Schmidt, J. Wittbrodt, E. H. K. Stelzer // *Science*. — 2008. — V. 322. — № 5904. — PP. 1065–1069.
42. Mertz, J. Optical sectioning microscopy with planar or structured illumination / J. Mertz // *Nat. Methods*. — 2011. — V. 8. — № 10. — PP. 811–819.
43. Huang, D. Optical coherence tomography / D. Huang, E. A. Swanson, C. P. Lin, J. S. Schuman, W. G. Stinson, W. Chang, M. R. Hee, T. Flotte, K. Gregory, C. A. Puliafito // *Science*. — 1991. — V. 254. — № 5035. — PP. 1178–1181.
44. Granot, E. Quasi-ballistic imaging through a dynamic scattering medium with optical-field averaging using Spectral-Ballistic-Imaging / Er’el Granot, Shmuel Sternklar, Yossi Ben-Aderet, Dan Schermann // *Optics Express*. — 2006. — V. 14. — № 19. — PP. 8598–8603, 2006
45. Helmchen, F. Deep tissue two-photon microscopy / F. Helmchen, W. Denk // *Nat. Methods*. — 2005. — V. 2. — № 12. — PP. 932–940.
46. So, P. Two-photon excitation fluorescence microscopy / P. T. C. So, C. Y. Dong, B. R. Masters, and K. M. Berland // *Annu. Rev. Biomed. Eng.* — 2000. — V. 2. — № 1. — PP. 399–429.
47. Sebbah, P. *Waves and Imaging Through Complex Media* / P. Sebbah. — Kluwer Academic, 2001. — 459 P.
48. Ntziachristos, V. Going deeper than microscopy: The optical imaging frontier in biology / V. Ntziachristos // *Nat. Methods*. — 2010. — V. 7. — № 8. — PP. 603–614.
49. Zhang, Y. Visible and near-infrared spectroscopy for distinguishing malignant tumor tissue from benign tumor and normal breast tissues in vitro / Y. Zhang, Y.

- Chen, Y. Yu, X. Xue, V. V. Tuchin, D. Zhu // *Journal of Biomedical Optics*. — 2013. — V. 18. — № 7. — PP. 077003.
50. Goodman, J.W. Wavefront-reconstruction imaging through random media / J.W. Goodman, W. H. Jr. Huntley, D.W. Jackson, M. Lehmann // *Appl. Phys. Lett.* — 1966. — V. 8. — PP. 311–313.
51. Kogelnik, H. Holographic Imaging Through a Random Medium / H. Kogelnik, K. S. Pennington // *J. Opt. Soc. Am.* — 1968. — V. 58. — № 2. — PP. 273–274.
52. Matthews, T. Deep tissue imaging using spectroscopic analysis of multiply scattered light / T. Matthews, M. Medina, J. Maher, H. Levinson, W. Brown, A. Wax // *Optica*. — 2014. — V. 1. — № 2. — PP. 105–111.
53. Zhou, E. Focusing on moving targets through scattering samples / E. Zhou, H. Ruan, Ch. Yang, B. Judkewitz // *Optica*. — 2014. — V. 1. — № 4. — PP. 227.
54. Bertolotti, J. Non-invasive imaging through opaque scattering layers / J. Bertolotti, E. G. van Putten, C. Blum, A. Lagendijk, W. L. Vos, A. P. Mosk // *Nature*. — 2012. — V. 491. — № 7423. — PP. 232–234.
55. Vellekoop, I.M. High speed color imaging through scattering media with a large field of view / I. M. Vellekoop, A. Lagendijk, A. P. Mosk // *Nat. Photon.* — 2010. — V. 4. — PP. 320–322.
56. Katz, O. Looking around corners and through thin turbid layers in real time with scattered incoherent light / O. Katz, E. Small, Y. Silberberg // *Nat. Photon.* — 2012. — V. 6. — PP. 549–553.
57. Conkey, D.B. High-speed scattering medium characterization with application to focusing light through turbid media / D. B. Conkey, A. M. Caravaca-Aguirre, R. Piestun // *Opt. Express*. — 2012. — V. 20. — № 2. — PP. 1733–1740.
58. Hsieh, C. Imaging through turbid layers by scanning the phase conjugated second harmonic radiation from a nanoparticle / C. Hsieh, Y. Pu, R. Grange, G. Laporte, D. Psaltis // *Opt. Express*. — 2010. — V. 18. — PP. 20723–20731.
59. Popoff, S.M. Measuring the Transmission Matrix in Optics: An Approach to the Study and Control of Light Propagation in Disordered Media / S. M. Popoff, G.

- Lerosey, R. Carminati, M. Fink, A. C. Boccara, S. Gigan // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — V. 104. — PP. 100601.
60. Hillman, T.R. Digital optical phase conjugation for delivering two-dimensional images through turbid media / T. R. Hillman, T. Yamauchi, W. Choi, R. R. Dasari, M. S. Feld, Y. Park, Z. Yaqoob // *Scientific Reports.* — 2013. — V. 3. — PP. 1909.
61. Mosk, A.P. Controlling waves in space and time for imaging and focusing in complex media / A.P. Mosk, A. Lagendijk, G. Lerosey, M. Fink // *Nature Photonics.* — 2012. — 6. — PP. 283-292.
62. Stockbridge, C. Focusing through dynamic scattering media / C. Stockbridge, Y. Lu, J. Moore, S. Hoffman, R. Paxman, K. Toussaint, T. Bifano // *OPTICS EXPRESS.* — 2012. — V. 20. — №14. — PP. 15086-15092.
63. Gonglewski, J. Liquid crystal phase modulators for time varying phase distortion simulations / J. Gonglewski, A.V. Kudryashov, S. Browne, R. Highland // *Aerospace Remote Sensing Conference* — London. — 1997. — P. 50.
64. Devaney, N. Characterisation of MEMs mirrors for use in atmospheric and ocular wavefront correction / N. Devaney, D. Coburn, C. Coleman, C. Dainty, E. Dalimier, T. Farrell, D. Lara, D. Mackey, R. Mackey // *Proceeding of SPIE, MEMS Adaptive Optics II.* — 2008. — 6888. — PP. 688802.
65. Restaino, S.R. MEMs adaptive optics for horizontal turbulence correction / S.R. Restaino, J.R. Andrews, T. Martinez, C.C. Wilcox, F. Santiago, D.M. Payne, S.W. Teare // *Proceeding of SPIE, MEMS Adaptive Optics V.* — 2011. — 7931. — PP. 793105.
66. Kudryashov, A. Extremely large bimorph deformable mirror for high intense laser beam correction / A. Kudryashov, V. Samarkin, A. Aleksandrov, G. Borsoni, T. Jitsuno, P. Romanov, J. Sheldakova // *Proceedings of SPIE.* — 2017. — 10084. — PP. 1008408.
67. Dudorov, V. Numerical techniques for analysis of joint impact of atmospheric turbulence and aerosol scattering effects on imaging systems / V. Dudorov, M.

- Vorontsov, S. Lachinova, S. Cunningham // Proc. of SPIE. — 2016. — 9982. — PP. 99820D.
68. Restaino, S. Adaptive Optics for Horizontal Propagation Applications / S. Restaino // Proc. of AOIM. — 2013. — P. 27.
69. Карасик, В.Е. Локационные лазерные системы видения / В.Е. Карасик, В.М. Орлов. — М.: Изд-во МГТУ им. Баумана, 2013. — 478 С.
70. Егоров, К.Д. Распространение светового пучка через движущуюся среду, замутнённую водным аэрозолем / К.Д. Егоров, В.П. Кандидов, М.С. Прахов // Квантовая Электроника. — 1979. — 9. — 12. — СС. 1515–1518.
71. Bissonnette, L. R. Multiscattering model for propagation of narrow light beams in aerosol media / L. R. Bissonnette // Applied Physics B. — 1988. — 60. — 4. — PP. 315–323.
72. Сигов, А.С. Перспективы развития аэрокосмических систем солнечной энергетики на основе технологий дистанционной передачи лазерного излучения / А.С. Сигов, В.Ф. Матюхин, В.П. Лукин // Проблемы и перспективы создания космических солнечных электростанций и беспроводной передачи энергии. — Москва. — 2013.
73. Zayats, O. Receivers for WPT by High Power Narrow Laser Beams / O. Zayats, V. Tugaenko, I. Matsak, V. Rummyantsev, V. Khvostikov // Proc. of the 31st European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition. — 2015. — PP. 1494–1497.
74. Борен, К. Поглощение и рассеяние света малыми частицами / К. Борен, Д. Хафмен. — М.: Мир, 1986. — 664 С.
75. Ремизович, В.С. Введение в теорию распространения света в случайных средах: учебное пособие / В.С. Ремизович, А.И. Кузовлев. — М.: НИЯУ МИФИ, 2010. — 244 С.
76. Wang, L. MCML - Monte Carlo modeling of light transport in multi-layered tissues / L. Wang, S. Jacques // Computer programs and methods in biomedicine. — 1995. — № 47. — P. 131.

77. Зега, Э.П. Перенос изображения в рассеивающей среде / Э.П. Зега, А.П. Иванов, И.Л. Кацев. — Мн.: Наука и техника, 1985. — 327 С.
78. Зверева, С.В. В мире солнечного света / С. В. Зверева. — Л.: Гидрометеиздат, 1988. — 160 С.
79. Воробьева, Е.А. Модели распространения и рассеяния оптического излучения в случайно неоднородных средах / Е.А. Воробьева, И.П. Гуров // Проблемы когерентной и нелинейной оптики. Сборник научных статей. — СПб: СПбГИТМО (ТУ), 2006. — СС. 82–98.
80. Лобанова, М.А. Зависимость параметра асимметрии индикатрисы рассеяния от характеристик среды / М.А. Лобанова, А.В. Васильев, И.Н. Мельникова // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. — 2010. — Т. 7. — № 4.
81. Сивухин, Д. В. Поглощение света и уширение спектральных линий / Д.В. Сивухин // Общий курс физики. — М., 2005. — Т. IV. Оптика. — СС. 582—583.
82. Berrocal, E. Laser light scattering in turbid media Part I: Experimental and simulated results for the spatial intensity distribution / E. Berrocal, D.L. Sedarsky, M.E. Paciaroni, I.V. Meglinski, M.A. Linne // Optics Express. — 2007. — V. 15. — № 17. — PP. 10649–10665.
83. Ослабления показатель // Физическая энциклопедия / Гл. ред. А. М. Прохоров. — М.: Большая Российская энциклопедия, 1992. — Т. 3. — С. 475. — 672 с.
84. Физический энциклопедический словарь / Главный редактор А. М. Прохоров. — М.: Советская энциклопедия, 1983.
85. Vellekoop, I. Feedback-based wavefront shaping / I. Vellekoop // Optics Express. — 2015. — 23. — 9. — PP. 12189–12206.
86. Zhang, X. Binary wavefront optimization for focusing light through scattering media: candidate's dissertation, thesis on Master of Science / X. Zhang. — Athens, Georgia, 2014. — 96 P.

87. Vellekoop, I. Focusing coherent light through opaque strongly scattering media / I. M. Vellekoop, A. P. Mosk // *Opt. Lett.* — 2007. — 32(16). — PP. 2309–2311.
88. Vellekoop, I. Demixing light paths inside disordered metamaterials / I. M. Vellekoop, E. G. van Putten, A. Lagendijk, A. P. Mosk // *Opt. Express.* — 2008. — 16(1), PP. 67–80.
89. Paniagua-Diaz, A.M. Enhancement of optical energy delivery through strongly scattering media by wavefront shaping techniques / A. M. Paniagua-Diaz, W. L. Barnes, J. Bertolotti // 2017 European Conference on Lasers and Electro-Optics and European Quantum Electronics Conference, (Optical Society of America, 2017). — 2017. — paper CL\_P\_1.
90. Yu, H. Recent advances in wavefront shaping techniques for biomedical applications / H. Yu, J. Park, K. Lee, J. Yoon, K. Duk Kim, S. Lee, Y. Park // *Current Applied Physics.* — 2015. — 15(5). — PP. 632-641.
91. Vellekoop, I.M. Phase control algorithms for focusing light through turbid media / I.M. Vellekoop, A.P. Mosk // *Optics Communications.* — 2008. — 281(11). — PP. 3071-3080.
92. Cui, M. Parallel wavefront optimization method for focusing light through random scattering media / M. Cui // *Opt. Lett.* — 2011. — 36(6). — PP. 870-872.
93. Conkey, D. Genetic algorithm optimization for focusing through turbid media in noisy environments / D. Conkey, A. Brown, A. Caravaca-Aguirre, R. Piestun // *Optics Express.* — 2012. — 20(5). — PP. 4840-4849.
94. Akbulut, D. Focusing light through random photonic media by binary amplitude modulation / D. Akbulut, T. J. Huisman, E. G. van Putten, W. L. Vos, A. P. Mosk // *Optics Express.* — 2011. — 19(5). — PP. 4017-4029.
95. Kim, D. Pixelation-free and real-time endoscopic imaging through a fiber bundle / D. Kim, J. Moon, M. Kim, T.D. Yang, J. Kim, E. Chung, W. Choi // *arXiv preprint.* — 2013. — arXiv:1308.6719.
96. Birch, P.M. Two-pixel computer-generated hologram with a zero-twist nematic liquid-crystal spatial light modulator / P.M. Birch, R. Young, D. Budgett, C. Chatwin // *Optics Letters.* — 2000. — 25(14). — PP. 1013-1015.

97. Putten, van E.G. Spatial amplitude and phase modulation using commercial twisted nematic LCDs / E.G. Van Putten, I.M. Vellekoop, A.P. Mosk // *Applied Optics*. — 2008. — 47(12). — PP. 2076-2081.
98. Babcock, H.W. The possibility of compensating atmospheric seeing / H.W. Babcock // *PASP*. — 1953. — V. 65. — PP. 229–236.
99. Линник, В.П. О принципиальной возможности уменьшения влияния атмосферы на изображение звезды / В.П. Линник // *Оптика и спектроскопия*. — 1957. — 3. — С. 401–402.
100. Шанин, О.И. Адаптивные оптические системы коррекции наклонов. Резонансная адаптивная оптика / О.И. Шанин. — Москва: Техносфера, 2013. — 296 с.
101. Hardy, J.W. *Adaptive Optics for Astronomical Telescopes* / J.W. Hardy. — N.Y.: Oxford University Press, 1998.
102. Palca, J. For Sharpest Views, Scope The Sky With Quick-Change Mirrors [Электронный ресурс] / J. Palca. — Режим доступа: <http://www.npr.org/2013/06/24/190986008>
103. Шелдакова, Ю.В. Диагностика лазерных пучков и управление их пространственными характеристиками методами адаптивной оптики: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.21 / Шелдакова Юлия Вячеславовна. — М., 2007. — 149 с.
104. Воронцов, М.А. Принципы адаптивной оптики / М.А. Воронцов, В.И. Шмальгаузен. — М.: Наука, 1985. — 288 с.
105. Воронцов, М.А. Управляемые оптические системы / М.А. Воронцов, А.В. Корябин, В.И. Шмальгаузен. — М.: Наука, Гл.ред. физ.-мат. лит., 1988. — 272 с.
106. Platt, B. History and principles of Shack-Hartmann wavefront sensing / B. Platt, R.J. Shack // *J. Refract. Surg.* — 2001. — 17(15). — S573-7.
107. Lane, R.G. Wave-front reconstruction using a Shack–Hartmann sensor / R.G. Lane // *Appl. Opt.* — 1992. — 31(32). — PP. 6902.

108. Ragazzoni, R. Pupil plane wavefront sensing with an oscillating prism / R. Ragazzoni // *J. Mod. Opt.* — 1996. — 43. — PP. 289-293.
109. Roddier, F. Curvature sensing and compensation: a new concept in adaptive optics / F. Roddier // *Appl. Opt.* — 1988. — 27. — PP. 1223-1225.
110. Kubby, J.A. *Adaptive Optics for Biological Imaging* / J.A. Kubby — F.L.: CRC Press, 2013.
111. Booth, M.J. Adaptive aberration correction in a confocal microscope / M.J. Booth // *Proceedings of the National Academy of Sciences.* — 2002. — 99(9). — PP. 5788-5792.
112. Wright, A.J. Exploration of the optimisation algorithms used in the implementation of adaptive optics in confocal and multiphoton microscopy / A.J. Wright, D. Burns, B.A. Patterson, S.P. Poland, G.J. Valentine, J.M. Girkin // *Microscopy Research and Technique.* — 2005. — 67(1). — PP. 36-44.
113. Sherman, L. Adaptive correction of depth-induced aberrations in multiphoton scanning microscopy using a deformable mirror / L. Sherman, J.Y. Ye, O. Albert, T.B. Norris // *Journal of Microscopy.* — 2002. — 206(1). — PP. 65-71.
114. Marsh, P. Practical implementation of adaptive optics in multiphoton microscopy / P. Marsh, D. Burns, J. Girkin // *Optics Express.* — 2003. — 11(10). — PP. 1123-1130.
115. Theofanidou, E. Spherical aberration correction for optical tweezers / L. Wilson, W.J. Hossack, J. Arlt // *Optics Communications.* — 2004. — 236(1-3). — PP. 145-150.
116. Booth, M. Wave front sensor-less adaptive optics: a model-based approach using sphere packings / M. Booth // *Optics Express.* — 2006. — 14(4). — PP. 1339-1352.
117. Sheldakova, J.V. Genetic and hill-climbing algorithms for high-power laser beam correction / J.V. Sheldakova, T.Y. Cherezova, A.V. Kudryashov // *Proc. SPIE.* — 2006. — 5975. — PP.59750S.
118. Sheldakova, J. Formation of the doughnut and super-gaussian intensity distribution by means of different types of wavefront correctors / J. Sheldakova,



- A. Kudryashov, I. Galaktionov, V. Samarkin, A. Nikitin, A. Rukosuev // Proc. of SPIE Photonics West. — 2018. — 10518. — PP. 105181E.
119. Lylova, A. Formation of doughnut and super-Gaussian intensity distributions of laser radiation in the far field using a bimorph mirror / A. Lylova, Yu. Sheldakova, A. Kudryashov, V. Samarkin // Quantum Electronics. — 2018. — 48(1). — PP. 57-61.
120. Sheldakova, J. Multi-dither algorithm on Shack-Hartmann wavefront sensor for laser beam formation / J. Sheldakova, A. Kudryashov, V. Samarkin, A. Rukosuev, A. Alexandrov, P. Romanov // Proc. SPIE. — 2010. — 7789. — PP.778912.
121. Кандидов, В.П. Адаптивная система фазовой компенсации нелинейных искажений при тепловом самовоздействии светового пучка / В.П. Кандидов, Д.П. Криндач, О.А. Митрофанов, В.В. Попов // Оптика атмосферы. — 1990. — Т. 3. — № 12. — СС. 1286–1293.
122. Лукин, В.П. Атмосферная адаптивная оптика / В.П. Лукин. — Новосибирск: Н., 1986. — 286 С.
123. Васильев, Ф.П. Численные методы решения экстремальных задач / Ф.П. Васильев. — М.: Наука, 1980. — 320 С.
124. Мак-Картни, Э. Оптика атмосферы. Рассеяние света молекулами и частицами / Э. Мак-Картни. — МИР, Москва, 1979. — 394 С.
125. Sassaroli, A. Monte Carlo procedure for investigating light propagation and imaging of highly scattering media / A. Sassaroli, C. Blumetti, F. Martelli, L. Alianelli, D. Contini, A. Ismaelli, G. Zaccanti // Applied Optics. — 1998. — 37(31).
126. Pfeiffer, N. Monte Carlo simulations of the growth and decay of quasi-ballistic photon fractions with depth in an isotropic medium / N. Pfeiffer, G. Chapman // Proc. of SPIE. — 2005. — 5695. — PP.136–147.
127. Gobel, G. Monte Carlo simulation of light scattering by inhomogeneous spheres / G. Gobel, A. Lippek, T. Wriedt, K. Bauckhage // Proc. of the second international symposium on radiation transfer. — 1998, — PP.367-376.

128. Meglinski, I.V. Quantitative assessment of skin layers absorption and skin reflectance spectra simulation in the visible and near-infrared spectral regions / I.V. Meglinski // *Physiol. Meas.* — 2002. — 23. — 4. — P. 741-53.
129. Ramachandran, H. Imaging through turbid media / H. Ramachandran // *Current Science.* — 1999. — 76(10) — P. 1334–1340.
130. Galaktionov, I. Localization and image reconstruction of inclusions embedded in biological tissue (turbid media) by means of adaptive optical system / I. Galaktionov, A. Kudryashov // *Proc. of 9th International Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine.* — Stellenbosch, SAR. — 2013. — P. 30.
131. Toporovsky, V.V. Determination of optical properties of turbid media by Monte Carlo method / V.V. Toporovsky, A.V. Kudryashov, J.V. Sheldakova, I.V. Galaktionov // *Proc. of International Symposium "Topical Problems of Nonlinear Wave Physics".* — 2017. — P. 27.
132. Зуев, В.Е. Прозрачность атмосферы для видимых и инфракрасных лучей / В.Е. Зуев. — М., 1966.
133. Ma, X. Determination of complex refractive index of polystyrene microspheres from 370 to 1610 nm / X. Ma, J. Lu, S. Brocks, K. Jacob, P. Yang X.-H. Xin // *Phys.Med.Biol.* — 2003. — 48. — PP. 4165.
134. Кириллин, М. Ю. Моделирование распространения лазерного пучка в плоском слое суспензии эритроцитов методом Монте-Карло: сравнение вкладов рассеяния с различными кратностями в угловое распределение света / М.Ю. Кириллин, А. В. Приезжев // *Квантовая Электроника.* — 2002. — 32(10). — PP. 883–887.
135. Henyey, L.C. Diffuse radiation in the galaxy / L.C. Henyey, J.L. Greenstein // *Astrophys. J.* — 1941. — 93. — PP. 70-83.
136. Toubanc, D. Henyey-Greenstein and Mie phase functions in Monte Carlo radiative transfer computations / D. Toubanc // *Applied Optics.* — 1996. — 35(18). — P.3270-4.

137. Jacques, S. Henyey-Greenstein scattering function [Электронный ресурс] / S.L. Jacques, S.A. Prah. — Режим доступа: <http://omlc.org/classroom/ece532/class3/hg.html>
138. Mie, G. Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen *Annalen der Physik* / G. Mie // Bibcode: 1908AnP. — 1908. — 330 (3). — PP. 377–445.
139. Stratton, J. A. *Electromagnetic Theory* / J.A. Stratton. — New York: McGraw-Hill, 1941.
140. Software available from the Oregon Medical Laser Center [Электронный ресурс]. — Режим доступа: <https://omlc.org/software/index.html>
141. Galaktionov, I. Laser beam propagation and wavefront correction in turbid media / I. Galaktionov, A. V. Kudryashov, J. Sheldakova, A. Byalko, G. Borsoni // *Proc. of SPIE*. — 2015. — 9617. — PP.96170D.
142. Malacara-Hernandez, D. Wavefront fitting with discrete orthogonal polynomials in a unit radius circle / D. Malacara-Hernandez // *Optical Engineering*. — 1990. — 29(6).
143. Wyant, J.C. Basic wavefront aberration theory for optical metrology / J.C. Wyant, K. Creath // *Proceedings of Applied optics and optical engineering*, Academic Press, Inc. — 1992. — PP. 27-39.
144. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. — М.: Наука, 1973. — 703 С.
145. Войцехович, В.В. Быстродействующая телевизионная измерительная система для оценки искажений волнового фронта методом Гартмана / В.В. Войцехович, С.Н. Анкудинов, А.А. Манцветов, В.Э. Саволайнен, С.В. Коноплев, А.В. Переспелов, А.К. Цыцулин, В.В. Никитин, Д.Г. Долгов // *Оптический журнал*. — 2000. — Т. 67. — № 2.
146. Линник, Ю.В. Метод наименьших квадратов и основы математико-статистической теории обработки наблюдений / Ю.В. Линник. — 2-е изд. — М., 1962.

147. Галактионов, И.В. Анализ аберраций лазерного излучения, прошедшего сквозь мутную среду / И.В. Галактионов, Ю.В. Шелдакова, А.В. Кудряшов // Квантовая электроника. — 2015. — 45(2). — СС. 143-144.
148. Galaktionov, I. Measurement and correction of the wavefront of laser beam propagated through scattering medium / I. Galaktionov, J. Sheldakova, A. Kudryashov, A. Byalko, G. Kalenkov // Proc. of 17th International Conference “Laser Optics 2016”. — Saint-Petersburg. — 2016. — P.57.
149. Sheldakova, J. The use of M2 meter to correct for high-power laser aberrations / J. Sheldakova, T. Cherezova, A. Alexandrov, A.L. Rukosuev, A.V. Kudryashov // Proc. SPIE 5708. — 2005. PP. 352-359.
150. Document ISO/DIS 11146 Test method for laser beam parameters: Beam width, divergence angle and beam propagation factor. —International Organization for Standardization, 1996.
151. Яворский, Б.М. Справочник по физике. 4-е издание / Б.М. Яворский, А.А. Детлаф. — М.: Наука, 1968. — 940 С.
152. Рукосуев, А.Л. Коррекция фазовых искажений излучения тераваттных фемтосекундных лазеров методами адаптивной оптики: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.05 / Рукосуев Алексей Львович. — Ш., 2006. — 153 с.
153. Официальный сайт Пушинского оптического завода [Электронный ресурс]. — Режим доступа: <http://labsteklo.ru>.
154. Калиброванные полистироловые микросферы. Сайт производителя [Электронный ресурс]. — Режим доступа: <http://www.magsphere.com/Products/Polystyrene-Latex-Particle/polystyrene-latex-particle.html>
155. Liang, J. Objective measurement of the wave aberrations of the human eye with the use of a Hartmann-Shack wave-front sensor / J. Liang, B. Grimm, S. Goelz, J.F. Bille // J. Opt. Soc. Am. A. — 1994. — 11. — P. 1949.
156. Aleksandrov, A.G. Shack-Hartmann wavefront sensor for measuring the parameters of high-power pulsed solid-state lasers / A.G. Aleksandrov, V.E.

- Zavalova, A.V. Kudryashov, A.L. Rukosuev, P.N. Romanov, V.V. Samarkin, Yu.V. Sheldakova // *Quantum Electronics*. — 2010. — 40 (4). — PP. 321–326.
157. Ультразвуковые ванны. Сайт производителя [Электронный ресурс]. — Режим доступа: <http://www.psb-gals.ru/catalog/usc/psb-5735-05.html>
158. Кудряшов, А.В. Гибкие зеркала на основе биморфного пьезоэлемента для задач адаптивной оптики: дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.03 / Кудряшов Алексей Валерьевич. — М., 1988. — 193 С.
159. Самаркин, В.В. Разработка и исследование адаптивных биморфных зеркал для управления излучением промышленных CO<sub>2</sub> и мощных фемтосекундных лазеров: дис. ... канд. тех. наук: 05.27.03 / Самаркин Вадим Васильевич. — Ш., 2002. — 156 С.
160. Freeman, R.H. Deformable mirrors for all seasons and reasons / R.H. Freeman, J.E. Pearson // *Appl. Optics*. — 1982. — V. 21 — № 4. — PP. 580–588.
161. Тараненко, В.Г. Адаптивная оптика / В.Г. Тараненко, О.И. Шанин. — М.: Радио и связь, 1990. — 111 С.
162. Харди, Дж.У. Активная оптика для управления световым пучком / Дж.У. Харди // *ТИИЭР*. — 1978. — Т. 66. — № 6. — СС. 31-85.
163. Wittrock, U. High power rod, slab, and tube laser / U. Wittrock // *Solid State Lasers, NATO ASI Series B: Physics* (Plenum, New York 1993). — 1993. — V. 317. — PP. 45-66.
164. Черткова, И.А. Минимизация фазовых искажений лазерного пучка, распространяющегося в конвективных потоках / И.А. Черткова, С.С. Чесноков // *Опт. атмосферы*. — 1990. — Т. 3. — № 2. — СС. 123-129.
165. Баффингтон, А. Коррекция атмосферных искажений с помощью адаптивного телескопа / А. Баффингтон, Ф. Крофорд, Р. Мюллер. — Адаптивная оптика. Под ред. Д. Фрида. — М.: Мир, 1980. — СС. 116-133.
166. Sato, T. Computer-aided deformable mirror system using differential angle control / T. Sato, O. Ikeda, Y. Ueda // *Appl. Opt.* — 1978. — V. 17. — № 24. — PP. 3945-3947.

167. Sato, T. Umbrella-type dynamic focusing mirror system / T. Sato, N. Sakuma, O. Ikeda // *Appl. Optics*. — 1979. — V. 18. — № 3. — PP. 386-388.
168. Герасимов, В.Б. Управляемое растровое ретрорефлекторное зеркало / В.Б. Герасимов, А.В. Давыдов, А.В. Кудряшов В.В. Самаркин и др. // Тез. докл. 6 Всесоюзн. конф. Оптика Лазеров. — 1990. — С. 446.
169. Robertson, H.J. Active optical system for spaceborn telescope / H.J. Robertson, R. Crana, H.S. Hemstreet // NASA CR-6627. —1966. — Perkin-Elmer Corp., Norwalk, Conn.
170. Yellin, M. Using membrane mirror in adaptive optics / M. Yellin // *Proc. SPIE*. — 1976. — V. 75. — PP. 97-102.
171. Poster, H. New development in interferometry / H. Poster, R. Scott, R. Crane at al. // *Appl. Optics*. — 1969. — V. 8. — № 3. — PP. 521-556.
172. Henderson, W.D. System performance of a large deformable mirror using differential ball screw actuators / W.D. Henderson, S.V. Sunn // *Proc. SPIE*. — 1979. — V. 179. — PP. 51–60.
173. Тараненко, Б.Г. Быстродействующие адаптивные зеркала и их эффективность при компенсации случайных фазовых возмущений / Б.Г. Тарананко // *Изв. вузов: Физика*. — 1985. — Т. 28. — № 11. — СС. 106-117.
174. Albertinetti, N.P. Deformable mirrors with bimorph actuators / N.P. Albertinetti, R.E. Aldrich, J.H. Everson et al. // *Proc. SPIE*. — 1979. — V. 179. — PP. 28-31.
175. Пирсон, Дж. Экспериментальные исследования адаптивной оптической системы с деформируемым зеркалом / Дж. Пирсон, С. Хансен // *Адаптивная оптика. Под ред. Д.Фрида*. — М.: Мир. — 1980. — СС. 203-226.
176. Garcia, H.R. Characterization techniques for deformable metal mirrors / H.R. Garcia, L.D. Brooks // *Proc. SPIE*. — 1978. — V. 141. — PP. 47-81.
177. Наумов, А.Ф. Корректоры волнового фронта на основе жидкокристаллических транспорантов / А.Ф. Наумов // В сб. *Голографические методы в науке и технике, Л. ЛФТИ*. — 1985. — СС. 216-221.

178. Fuschetto, A. Three-actuator deformable water cooled mirror / A. Fuschetto // Proc. SPIE. — 1979. — V. 179. — PP. 17-27.
179. Андронов, В.П. Исследование возможности создания зеркала с переменной кривизной поверхности / В.П. Андронов, Г.В. Кирчии, Л.П. Либик // ОМП. — 1982. — №5. — СС. 17-19.
180. Sato, T. Adaptive PVDF piezoelectric deformable mirror system / T. Sato, O. Ikeda et al. // Appl. Optics. — 1980. — V. 19. — № 9. — PP. 1430-1434.
181. Adelman, N.T. Spherical mirror system / N.T. Adelman // Appl. opt. — 1977. — V. 16. — № 12. — PP. 3075-3077.
182. Steinhaus, E. Bimorph piezoelectric flexible mirror / E. Steinhaus, I. Lipson // J. Opt. Soc. Am. — 1979. — V.69. — № 3. — PP. 478-481.
183. Samarkin, V. Water-cooled bimorph correctors / V. Samarkin, A. Aleksandrov, V. Dubikovsky, A. Kudryashov // Proc. SPIE 6018. — 2005. — PP.60180Z-60180Z-5.
184. Kudryashov, A. Extremely high-power CO2 laser beam correction / A. Kudryashov, A. Alexandrov, A. Rukosuev, V. Samarkin, P. Galarneau, S. Turbide, F. Châteauneuf // Applied Optics. — 2015.— 54(14). — PP. 4352-4358.
185. Kudryashov, A. Wide aperture (more than 500 mm) deformable mirrors for high power laser beam correction / A. Kudryashov, V. Samarkin, A. Alexandrov, J. Sheldakova, P. Romanov // Proc. SPIE 89601. — 2014. — PP. 89601G.
186. Тараненко, В.Г. Зеркала для адаптивных оптических систем / В.Г. Тараненко, Ю.Г. Горохов, Н.С. Романюк // Зарубежная радиоэлектроника. — 1982. — № 8. — СС. 19-43.
187. Кудряшов, А.В. Динамические функции отклика биморфных зеркал / А.В. Кудряшов, В.А. Тихонов, В.И. Шмальгаузен // Опт. атм. — 1988. — Т. 1. — № 3. — СС. 61-65.
188. Галактионов, И.В. Измерение и коррекция волнового фронта лазерного излучения в мутной среде / И. В. Галактионов, А. В. Кудряшов, Ю. В. Шелдакова, А. А. Бялко, Ж. Борсони // Квантовая Электроника. — 2017. — 47(1). — СС. 32-37.

189. Galaktionov, I. Phase correction of laser beam passed through turbid medium / I. Galaktionov, J. Sheldakova, A. Kudryashov // Proc. of 16th International Conference “Laser Optics 2014”. — 2014. — P.19.
190. Галактионов, И. Моделирование процесса коррекции искажений рассеянного лазерного пучка с помощью биморфного адаптивного зеркала / И. Галактионов, Ю. Шелдакова, А. Кудряшов // материалы Всероссийской научно-практической конференции Наука-общество-технологии-2018 (SST-2018). — 2018. — СС. 30–33.
191. Galaktionov, I. Efficiency of the wavefront correction of scattered radiation by means of bimorph mirror / I. Galaktionov, J. Sheldakova, A. Kudryashov, A. Nikitin // Proc. of CAOL-2016. — 2016. — PP. 170-172.
192. Галактионов, И.В. Коррекция aberrаций рассеянного излучения методом фазового сопряжения / И.В. Галактионов, А.В. Кудряшов, Ю.В. Шелдакова, А.А. Бялко // Тезисы докладов XXIII рабочей группы «Аэрозоли Сибири». — Томск. — 2016. — С. 109.
193. Родионов, С.А. Автоматизация проектирования оптических систем / С.А. Родионов, В.В. Усоскин, Л.И. Пржевальский, В.Г. Резник, Н.И. Хлусова // В сб. «Оптическое приборостроение». Тр.ЛИТМО. — 1980. — СС. 9–18.
194. Strehl, K. Aplanatische und fehlerhafte Abbildung im Fernrohr / K. Strehl // Zeitschrift für Instrumentenkunde. — 1895. — PP. 362-370.
195. Virendra, M. Strehl ratio for primary aberrations in terms of their aberration variance / M. Virendra // J. Opt. Soc. Am. — 1983. — Т. 73 (6). — PP. 860–861.
196. Galaktionov I. Laser beam focusing through a moderately scattering medium using bimorph mirror / I. Galaktionov, J. Sheldakova, A. Nikitin, V. Samarkin, V. Parfenov, A. Kudryashov // Optics Express. — 2020. — 28(25). — PP. 38061-38075.
197. Galaktionov, I. Laser beam focusing through the scattering medium using 14-, 32- and 48-channel bimorph mirrors / I. Galaktionov, J. Sheldakova, A.



- Kudryashov // Proc. of 18th International Conference “Laser Optics 2018”. — Saint-Petersburg. — 2018. — PP. R4-p23.
198. Galaktionov, I. Laser beam focusing through the dense multiple scattering suspension using bimorph mirror / I. Galaktionov, A. Kudryashov, J. Sheldakova, A. Nikitin // Proc. of SPIE 10886, Adaptive Optics and Wavefront Control for Biological Systems V. — 2019. — PP. 1088619.
199. Galaktionov, I. Laser beam focusing through the scattering medium by means of adaptive optics / I. Galaktionov, A. Kudryashov, J. Sheldakova, A. Nikitin // Proc. of SPIE 10073. — 2017. — PP. 100731L.
200. Кудряшов, А.В. Анализ способа компенсации волнового фронта при использовании датчика Шэка-Гартмана как элемента адаптивной оптической системы / А.В. Кудряшов, В.В. Самаркин, Ю.В. Шелдакова, А.Г. Александров // Автометрия. — 2012. — 48(2). — СС. 52–56.

**Список публикаций автора по теме диссертации**

1. **Galaktionov I.** Laser beam focusing through a moderately scattering medium using bimorph mirror / I. Galaktionov, J. Sheldakova, A. Nikitin, V. Samarkin, V. Parfenov, A. Kudryashov // *Optics Express*. — 2020. — 28(25). — PP. 38061-38075.
2. **Галактионов, И. В.** Измерение и коррекция волнового фронта лазерного излучения в мутной среде / И.В. Галактионов, А.В. Кудряшов, Ю.В. Шелдакова, А.А. Бялко, Ж.Борсони // *Квантовая Электроника*. — 2017. — Т. 47. — № 1. — СС. 32–37.
3. **Галактионов, И. В.** Анализ aberrаций лазерного излучения, прошедшего сквозь мутную среду / И.В. Галактионов, Ю.В. Шелдакова, А.В. Кудряшов // *Квантовая электроника*. — 2015. — Т. 45. — № 2. — СС. 143–144.
4. **Galaktionov, I.** Laser beam focusing through the scattering medium by means of adaptive optics / I. Galaktionov, A. Kudryashov, J. Sheldakova, A. Nikitin // *Proc. of SPIE*. — 2017. — 10073. — PP. 100731L.
5. **Galaktionov, I.** Scattered laser beam control using bimorph deformable mirror / I. Galaktionov, J. Sheldakova, A. Kudryashov // *Proc. of 18<sup>th</sup> International Conference “Laser Optics 2018”*. — 2018. — R4-03.
6. **Galaktionov, I.** Laser beam propagation and wavefront correction in turbid media / I. Galaktionov, A.V. Kudryashov, J. Sheldakova, A. Byalko, G. Borsoni // *Proc. of SPIE*. — 2015. — 9617. — P. 96170D.
7. **Galaktionov I.** Comparison of efficiency of bimorph mirror and spatial light modulator for laser beam focusing through a moderately scattering medium / I. Galaktionov, J. Sheldakova, A. Kudryashov // *Proc. SPIE 11560, XXVI International Symposium "Atmospheric and Ocean Optics. Atmospheric Physics"*. — 2020. — PP. 115602A.

8. Kudryashov A.V. The improvement of the focus of laser beam passed through the scattering atmosphere by means of adaptive optics / **I.V. Galaktionov**, J.V. Sheldakova // OSA Imaging and Applied Optics Congress. — 2020. — OF3B.5.
9. **Галактионов И.** Увеличение эффективности фокусировки рассеянного лазерного излучения с помощью жидкокристаллического фазового модулятора света / И. Галактионов, Ю. Шелдакова, А. Никитин, А. Кудряшов // материалы Всероссийской научно-практической конференции Наука-общество-технологии-2020 (SST-2020). — 2020. — сс. 29-31.
10. **Galaktionov, I.** Comparison of efficiency of bimorph deformable mirror and spatial light modulator for laser beam focusing through the scattering medium / I. Galaktionov, J. Sheldakova, A. Nikitin, A. Kudryashov // Proc. of XII International Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine (AOIM). — 2019. — PP. 124–127.
11. **Galaktionov, I.** Laser beam focusing through the scattering medium using bimorph deformable mirror and spatial light modulator / I. Galaktionov, A. Kudryashov, J. Sheldakova, A. Nikitin // Proc. of SPIE 11135, Unconventional and Indirect Imaging, Image Reconstruction, and Wavefront Sensing 2019. — 2019. — PP. 111350B.
12. **Galaktionov, I.** Laser beam focusing improvement for wireless power transmission through the scattering atmosphere using adaptive optics / J. Sheldakova, A. Kudryashov, A. Nikitin // Proc. of 1st Optical Wireless and Fiber Power Transmission Conference (OWPT2019). — 2019.
13. **Galaktionov, I.** Laser beam focusing through the dense multiple scattering suspension using bimorph mirror / I. Galaktionov, A. Kudryashov, J. Sheldakova, A. Nikitin // Proc. SPIE 10886 Adaptive Optics and Wavefront Control for Biological Systems V. — 2019. — PP. 1088619.

14. **Галактионов, И.** Исследование качества фокусировки лазерного пучка, рассеянного аэрозолями, с помощью адаптивной оптической системы / И.В. Галактионов, А.В. Кудряшов, А.Н. Никитин, А.Л. Рукосуев, Г.Н. Мар, Ю.В. Шелдакова // Сборник научных трудов ИДГ РАН. — 2018. — № 10. — СС. 200–204.
15. **Galaktionov, I.** Laser beam focusing through the scattering medium — low order aberration correction approach / I. Galaktionov, A. Nikitin, V. Samarkin, J. Sheldakova, A. Kudryashov // Proc. SPIE 10772, Unconventional and Indirect Imaging, Image Reconstruction, and Wavefront Sensing. — 2018. — PP. 107720W.
16. Sheldakova, J. Adaptive optical system for laser beam formation / J. Sheldakova, A. Kudryashov, A. Rukosuev, A. Nikitin, **I. Galaktionov**, V. Toporovsky // Proc. SPIE Optical manipulation conference 10712. — 2018. — PP. 107121A.
17. **Галактионов, И.** Моделирование процесса коррекции искажений рассеянного лазерного пучка с помощью биморфного адаптивного зеркала / И. Галактионов, Ю. Шелдакова, А. Кудряшов // материалы Всероссийской научно-практической конференции Наука-общество-технологии-2018 (SST-2018). — Москва. — 2018. — СС. 30–33.
18. **Галактионов, И.** Фокусировка лазерного пучка сквозь рассеивающий аэрозоль методами адаптивной оптики / И. Галактионов, Ю. Шелдакова, А. Кудряшов // Тезисы докладов международной конференции, посвященной столетию со дня рождения академика А. М. Обухова «Турбулентность, динамика атмосферы и климата». — Москва. — 2018. — С. 201.
19. **Galaktionov, I.** Laser beam focusing through the scattering medium using 14-, 32- and 48-channel bimorph mirrors / I. Galaktionov, J. Sheldakova, A. Kudryashov // Proc. of 18<sup>th</sup> International Conference “Laser Optics 2018”. — 2018. — R4-p23.

20. **Galaktionov, I.** Laser beam focusing through the scattering medium using bimorph mirror / I. Galaktionov, A. Kudryashov, J. Sheldakova // Proc. of AOIM18 XII International Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine. — 2018. — P. 12.
21. **Galaktionov, I.** Comparison of the efficiency of laser beam focusing through the scattering medium using 14- and 31-channel bimorph mirrors / I. Galaktionov, A. Kudryashov, J. Sheldakova, A. Nikitin, V. Samarkin // Proc. SPIE Photonics West 10518. — 2018. — PP. 1051818.
22. Sheldakova, J. Formation of the doughnut and super-gaussian intensity distribution by means of different types of wavefront correctors / J. Sheldakova, A. Kudryashov, **I. Galaktionov**, V. Samarkin, A. Nikitin, A. Rukosuev // Proc. SPIE Photonics West 10518. — 2018. — PP. 105181E.
23. **Галактионов, И.** Фокусировка рассеянного лазерного излучения методами адаптивной оптики / И.В. Галактионов, А.В. Кудряшов, Г.Н. Мар, А.Н. Никитин, В.В. Самаркин, Ю.В. Шелдакова // Сборник научных трудов ИДГ РАН. — 2017. — № 9. — СС. 154–159.
24. Toporovsky, V. Determination of optical properties of turbid media by Monte Carlo method / V.V. Toporovsky, A.V. Kudryashov, J.V. Sheldakova, **I.V. Galaktionov** // Proc. of International Symposium "Topical Problems of Nonlinear Wave Physics". — 2017. — P. 27.
25. **Галактионов, И.** Адаптивная система для увеличения эффективности фокусировки лазерного излучения сквозь рассеивающую среду / И. Галактионов, А. Кудряшов, Ю. Шелдакова, Г. Мар, А. Никитин // Тезисы XXIII Международного симпозиума "Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы". — 2017. — С. 45.
26. **Галактионов, И.** Адаптивная компенсация искажений и фокусировка рассеянного лазерного пучка / И.В. Галактионов, А.В. Кудряшов, Ю.В.

- Шелдакова, А.Н. Никитин, В.В. Самаркин // Тезисы конференции Наука-общество-технологии-2017 (SST-2017). — Москва. — 2017. — СС. 401–405.
27. Топоровский, В. Методы адаптивной оптики для компенсации искажений излучения, прошедшего рассеивающую биологическую среду / В.В. Топоровский, **И.В. Галактионов**, А.В. Кудряшов // Тезисы конференции Наука-общество-технологии-2017 (SST-2017). — Москва. — 2017. — СС. 101–106.
28. **Galaktionov, I.** Laser beam focusing through the atmosphere aerosol / I. Galaktionov, A. Kudryashov, J. Sheldakova, A. Nikitin, V. Samarkin // Proc. SPIE Optics + Photonics. — 2017. — 10410. — PP. 104100M.
29. **Galaktionov, I.** The use of modified hill-climbing algorithm for laser beam focusing through the turbid medium / I. Galaktionov, A. Kudryashov, J. Sheldakova, A. Nikitin // Proc. SPIE. — 2017. — 10090. — PP. 100901K.
30. **Галактионов, И.** Коррекция aberrаций рассеянного излучения методом фазового сопряжения / И.В. Галактионов, А.В. Кудряшов, Ю.В. Шелдакова, А.А. Бялко // Тезисы докладов XXIII рабочей группы «Аэрозоли Сибири». — Томск. — 2016. — С. 109.
31. **Galaktionov, I.** Efficiency of the wavefront correction of scattered radiation by means of bimorph mirror / I. Galaktionov, J. Sheldakova, A. Kudryashov, A. Nikitin // Proc. of CAOL-2016. — 2016. — PP. 170–172.
32. **Galaktionov, I.** Measurement and correction of the wavefront of laser beam propagated through scattering medium / I. Galaktionov, J. Sheldakova, A. Kudryashov, A. Byalko, G. Kalenkov // Proc. of 17th International Conference “Laser Optics 2016”. — 2016. — P. 57.
33. **Galaktionov, I.** Phase correction of laser beam passed through turbid medium / I. Galaktionov, J. Sheldakova, A. Kudryashov // Proc. of 16th International Conference “Laser Optics 2014”. — 2014. — P. 19.

34. **Galaktionov, I.** Localization and image reconstruction of inclusions embedded in biological tissue (turbid media) by means of adaptive optical system / I. Galaktionov, A. Kudryashov // Proc. of 9th International Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine. — 2013. — P. 30